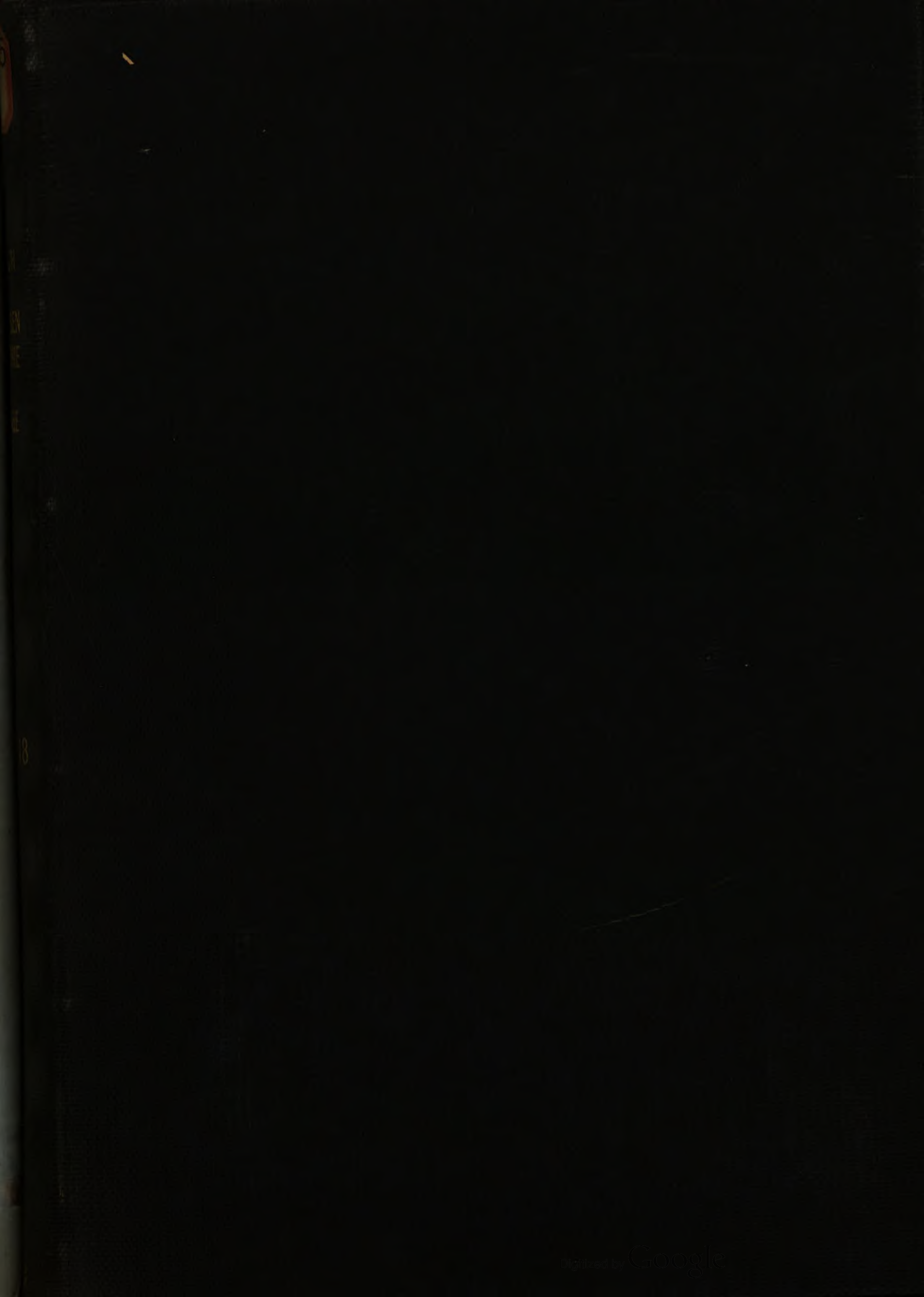
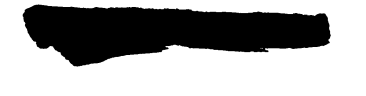

Google





Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham** (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **A. Blondel** (Paris), Prof. **Ferdinand Braun** (Straßburg), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin-Charlottenburg), Prof. **J. A. Fleming** (London), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef von Geitler** (Czernowitz), Prof. **Leo Graetz** (München), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Oberpostrat **O. Jentsch** (Oppeln), Prof. **L. Mandelstam** (Odessa), Dr. **Guglielmo Marconi** (London), Dr. **Eugen Nesper** (Berlin), Prof. **J. W. Nicholson** (Cambridge), Ingenieur Dr. **Valdemar Poulsen** (Kopenhagen), Dr. phil. **Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen), Prof. **Augusto Righi** (Bologna), Ingenieur Dr. **J. S. Sachs** (Frankfurt a. M.), Oberlt. **Thor Thörnblad** (Stockholm), Geh. Hofrat Prof. **Max Wien** (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.

Zwölfter Band

Mit 298 Figuren im Text und 3 Tafeln



BERLIN W.
VERLAG VON M. KRAYN
1918



Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

Erstes Heft.

Ausgegeben im Juni 1917.



Viertes Heft.

Ausgegeben im Dezember 1917.

Fünftes Heft.

Ausgegeben im Februar 1918.

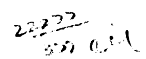
Sechstes Heft.

Ausgegeben im April 1918.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie



Band 12. 1917. Heft 1.

Robert Lindemann. †

Am 19. XI. 1916 verstarb plötzlich der Ständige Mitarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Dr. Robert Lindemann, der auch allen Lesern dieses Jahrbuches als Mitarbeiter desselben wohl bekannt ist. Er wurde am 20. V. 1879 in Oker a. Harz geboren, besuchte das Gymnasium zu Goslar und studierte nach bestandener Reifeprüfung in Halle und Göttingen Naturwissenschaften und Mathematik. In den Jahren 1903 bis 1905 war er als Assistent am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Dresden tätig, im Dezember 1905 trat er in die Physikalisch-Technische Reichsanstalt ein. Hier hat er sich vorzugsweise auf dem Gebiet der schnellen Schwingungen und der drahtlosen Telegraphie erfolgreich betätigt. Er entdeckte die für die Praxis wichtige Tatsache, daß die Unterteilung eines Leiters seinen Wechselstromwiderstand nicht immer erniedrigt, so daß eine Litze unter Umständen einen höheren Widerstand hat als ein massiver Draht von gleichem Querschnitt. Weitere Arbeiten Lindemanns betreffen Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen, die Verwendung der harmonischen Oberschwingungen des Poulsen-Kreises bei Messungen der Wellenlänge, die Messung von dielektrischen Verlusten bei Hochfrequenz, Untersuchungen über die Wirkungsweise elektrolytischer Ventile und über die Wirkungsweise der Lieben-Röhre. Seine letzte wissenschaftliche Arbeit bestand in der Ausarbeitung eines Hochfrequenz-Strommessers mit beliebig vielen Meßbereichen und zur Messung beliebig starker Ströme. Die Angaben des Instrumentes sind unabhängig von der Wellenlänge, es kann mit niederfrequenten Wechselströmen geeicht werden und verspricht für die Hochfrequenz-Meßtechnik von großer Bedeutung zu werden. Seit Kriegsausbruch hatte Dr. Lindemann seine Arbeitskraft in den Dienst des Heeres gestellt. Auch auf diesem Gebiet ist er erfolgreich tätig gewesen.

Die Reichsanstalt beklagt den allzu frühen Heimgang des hoffnungsvollen jungen Gelehrten. Durch seine Arbeiten hat er sich in der Wissenschaft, durch sein liebenswürdiges und stets hilfsbereites Wesen hat er sich in den Herzen seiner Mitarbeiter ein bleibendes Denkmal gesetzt. K. W. Wagner.

Den Verstorbenen, den ich noch im Frühjahr 1916 in Berlin in seinem Wirkungskreis aufsuchte, schätzte ich nicht nur als scharf denkenden Wissenschaftler und tatkräftigen Pionier auf unserem Gebiete, sondern auch als liebenswürdigen Menschen, dem alle, die ihn persönlich gekannt haben, ein dauerndes freundliches Andenken bewahren werden.

G. Eichhorn.

Die Überwindung der Erdkrümmung durch die Wellen der drahtlosen Telegraphie.

Bericht über den gegenwärtigen Stand des Problems.

Von **A. Sommerfeld.**

Die Frage, wie die drahtlosen Signale größere Strecken der gekrümmten Erdoberfläche überstreichen können, hat naturgemäß seit je das größte Interesse erregt. Anfangs glaubte man, die Wellenbahnen im Sinne der geometrischen Optik konstruieren zu können; man meinte also, daß zur Vergrößerung der Reichweite eine Erhöhung der Antenne nötig wäre: nur solche Punkte sollten von den drahtlosen Signalen erreicht werden, die von der Spitze der Antenne aus gesehen werden könnten. Diese rohe Vorstellung wurde alsbald durch die Tatsachen der sich vervollkommenden Technik aufs Glänzendste widerlegt.

Indem man den optischen Ideenkreis zunächst festhielt, mußte man zur Erklärung dieser Tatsachen auf die Beugung des Lichtes verweisen, also nicht geometrische, sondern physikalische Optik treiben. Das Licht pflanzt sich bekanntlich nicht immer geradlinig fort, sondern wird um Kanten herumgebeugt; es kann, wenn auch mit kleiner Intensität, bis tief in den geometrischen Schatten eindringen. H. Poincaré, der das Ausbreitungsproblem der drahtlosen Wellen immer wieder und immer wieder mit anderem Ergebnis bis in die letzten Jahre seines Lebens untersucht hat, schätzte in früheren

Arbeiten die Wirkung der Wellenbeugung an der Erdkrümmung ab; er kam dabei zu einem negativen Ergebnis, nämlich zu der Meinung, daß die Gesetze der optischen Beugung die tatsächlich beobachteten Reichweiten nicht erklären können.

Allerdings sind die Methoden der gewöhnlichen Beugungstheorie auf die außerordentlich kleine Wellenlänge des Lichtes zugeschnitten. Man konnte bezweifeln, ob sie auf die großen Wellenlängen der drahtlosen Telegraphie übertragen werden dürfen. Sicherheit hierüber konnte nur eine tiefere mathematische Analyse geben, die das Feld eines elektromagnetischen Dipols (Antenne) in der Umgebung einer leitenden (mit Seewasser bedeckten) Erdkugel strenge ermittelt. Dieses Problem ist von verschiedenen Seiten in Angriff genommen worden, zuerst wohl von Macdonald, dann in einer Serie von Abhandlungen im Philosophical Magazine von J. W. Nicholson, über welche der Verf. in diesem Jahrbuch **4**, 20, 1910 selbst zusammenfassend berichtet. Poincarés letzte Arbeit über diesen Gegenstand ist den Lesern dieses Jahrbuches sogar ausführlich in einer Übersetzung **3**, 445, 1910 mitgeteilt worden.

Da mir die mathematischen Methoden der genannten Arbeiten reichlich verwickelt und undurchsichtig erschienen, schlug ich Hrn. H. W. March eine Behandlung des Problems mit neuen Mitteln vor (Ersetzung der üblichen unendlichen Reihe nach Kugelfunktionen durch eine Integraldarstellung mit Kugelfunktionen, deren Beweis Hrn. March in der Tat gelungen ist). Leider ist die Diskussion des Schlußresultates bei March durch einen Fehler entstellt, den bald darauf W. v. Rybczynski[1]) verbessert hat. Die Darstellung der Rybczynskischen Resultate wird den Hauptteil des gegenwärtigen Berichtes bilden. Wie ich glaube, müssen dieselben die Grundlage für alle weiteren Untersuchungen auf diesem Gebiete und für den Vergleich mit der Erfahrung bilden. Während das Schlußresultat von March infolge des genannten Fehlers prinzipiell von den Resultaten von Poincaré und Nicholson abwich, nähert sich das Ergebnis Rybczynskis diesen in erfreulicher Weise, verbessert sie aber durch die genauere numerische Diskussion des maßgebenden Zahlenfaktors. So kommt es, daß Nicholson und Poincaré zu einem negativen Ergebnis gelangen: Nach ihnen kann die beträchtliche Reichweite der drahtlosen Wellen nicht durch die Rechnung erklärt werden; die Abnahme der Intensität beim Fortschreiten der Wellen fiele rechnerisch

---

1) Ann. d. Phys. **41**, 191, 1913.

zu groß aus. Dagegen läßt die Rybczynskische Formel eine positive Deutung zu, trotzdem sie ihrer allgemeinen Bauart nach mit Poincaré und Nicholson zusammenfällt: der „Dämpfungsfaktor" oder „Zerstreuungsfaktor", der bei Rybczynski genauer untersucht wird, und dessen Wert hier kleiner ausfällt, scheint mit den Beobachtungen, wenigstens denen bei Tage, verträglich zu sein.

Der Vergleich der theoretischen Ausbreitungsgesetze mit den erfahrungsmäßigen ist keine leichte Sache. Ganz abgesehen von den meteorologischen Störungen und den lokalen Unsicherheiten erfordert dieser Vergleich offenbar ausgedehnte quantitative Messungen. Bei der außerordentlichen Empfindlichkeit der neueren Detektor- und Verstärkervorrichtungen bedeutet die Tatsache des Empfanges an sich noch nichts für die Stärke der ankommenden Wellen. Es ist durchaus nötig, die Wellen für verschiedene Entfernungen und bei verschiedenen Wellenlängen in vergleichbarer Weise zu messen. Sorgsame Messungen dieser Art scheinen bisher nur von L. W. Austin vorzuliegen (vgl. dieses Jahrbuch **5**, 75, 1911). Es wird die Aufgabe späterer ruhigerer Zeiten sein, weitere derartige Messungen unter veränderten Versuchsbedingungen beizubringen. Zurzeit sind wir auf diesen einen Gewährsmann angewiesen. Alle unsere Bemerkungen über die Gültigkeit der Theorie in der Erfahrung sind daher mit dem Vorbehalt weiterer Prüfung an einem umfassenderen Material gemeint.

Einen radikalen Standpunkt in der Frage der Reichweiten und ihres Zusammenhanges mit der Erdkrümmung nimmt J. A. Fleming in seiner Eröffnungsrede zur Diskussion über „ausstehende wissenschaftliche Fragen der drahtlosen Telegraphie" auf der British Association in Dundee 1912 ein. Er stützt sich auf meine Arbeit vom Jahre 1909 in den Ann. d. Phys. auf die dort abgeleitete Unterscheidung zwischen Raumwellen und Oberflächenwellen, aus denen sich der Ausbreitungsvorgang zusammensetzt und auf die Ähnlichkeit zwischen Oberflächenwellen und Hertzschen Drahtwellen, welche letztere ohne merklichen Strahlungsverlust jeder Krümmung des Drahtes folgen können. Fleming schließt aus dem Nachweis der theoretischen Möglichkeit von Oberflächenwellen[1]): „Wir brauchen nicht länger nach einer Erklärung von Reichweiten gleich ein Viertel des Erdumfanges durch abnorme Beugung zu suchen. Die Beugung hat nichts mit der Sache zu tun. Der Erfolg auf solche Entfernungen hin ist allein

1) Vgl. Nature, Bd. 90, p. 267, s. auch Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie 8, 339, 1914.

den Oberflächenwellen zuzuschreiben, die gleich den Drahtwellen längs der Oberfläche fortgeleitet werden, gleichgültig, welche Krümmung sie hat."

In einem Briefe an die Versammlung, der bei der Diskussion vorgelesen wurde, mußte ich dieser für die Oberflächenwellen gar zu schmeichelhaften Auffassung entgegentreten. Die Oberflächenwellen sind nur ein Teil des Feldes; sie sind ursächlich verbunden mit den Raumwellen. Wenn die Raumwellen von der gekrümmten Erde forteilen, können die Oberflächenwellen ihren Weg nicht ungestört fortsetzen. In meiner Arbeit wurde nur die ebene Erdoberfläche strenge untersucht; der Schluß von dieser auf die gekrümmte Erdoberfläche ist, wie auch Herr Nicholson bei der Diskussion hervorhob, nicht ohne weiteres gestattet und die strenge mathematische Untersuchung des Problems der gekrümmten Erdoberfläche ist deshalb nicht überflüssig. Diese Untersuchung, welche, wie gesagt, am besten von Rybczynski ausgefürt ist, enthält in ihren Schlußformeln alles zusammengenommen: die Beugung der Raumwellen, die Fortleitung der Oberflächenwellen, die Dämpfung durch Energieverluste in der Erde und durch Ausstrahlung in den Raum („Zerstreuung").

Lange bevor die quantitative Theorie des Problems so weit gegefördert war, hatte man zur Erklärung der großen Reichweiten Gesichtspunkte speziellerer, mehr meteorologischer Art aufgestellt. Daß solche Umstände eine große Rolle spielen, beweist zweifellos die Verschiedenheit der Reichweite bei Tag und Nacht, ihre Veränderlichkeit mit dem Wetter und sonstigen schwer kontrollierbaren Nebenumständen, ihre Abnahme bei Sonnenaufgang etc. Die Frage ist nur, ob diese Umstände bereits zur Erklärung der normalen und durchschnittlichen Tagesreichweiten herangezogen werden müssen und ob ohne sie eine Überwindung der Erdkrümmung überhaupt unmöglich ist. Wohlbekannt ist die Ansicht von Lecher u. a.: Die oberen Schichten der Atmosphäre sind verhältnismäßig stark leitend, durch Ionenzerfall unter dem Einfluß ultravioletter Sonnenstrahlen; die drahtlosen Wellen bewegen sich also in einer engen Schale zwischen Erdoberfläche und Atmosphärengrenze; letztere reflektiert die Wellen nach der Erde zurück; die Überwindung der Erdkrümmung wäre hiernach dem Eingreifen einer äußeren Hilfe zu verdanken. Ein anderer Gesichtspunkt wird von Fleming vertreten: Die höheren Luftschichten haben eine höhere Dielektrizitätskonstante, also auch einen höheren Brechungsindex wie die tieferen; die Wellen werden daher nach der Normalen der Schichtenbildung hin — also von der Erdoberfläche weggebrochen.

Man erkennt den Unterschied beider Ansichten: Nach Lecher sollen die atmosphärischen Schichten günstig, nach Fleming ungünstig wirken; nach jenem sollen sie die großen Reichweiten ermöglichen, nach diesem sollen sie die Reichweite unter denjenigen Betrag herabsetzen, der bei einer homogenen Atmosphäre zu erwarten wäre. Dabei ist zu beachten, daß in beiden Fällen ein anderer Charakter der Schichtbildung vorausgesetzt wird: bei Lecher eine relativ scharfe Schichtbildung, die zu einer regelrechten Reflexion Anlaß gibt, bei Fleming eine allmähliche Änderung der Eigenschaften nach der Normale der Schichtung, die das Eindringen der Wellen begünstigt, wobei „scharf" und „allmählich" nach der Skala der Wellenlängen zu beurteilen ist: für den Reflexionseffekt muß die Änderung der Materialeigenschaften auf die Strecke einer Wellenlänge erheblich, für den Eindringungseffekt muß sie auf eben diese Strecke sehr gering sein.

Poincaré und Nicholson waren bei ihrem negativen Resultat gezwungen, das Eingreifen eines deus ex machina nach Art der Reflexionsschichten in der oberen Atmosphäre anzunehmen. Wir glauben, nach dem Ergebnis der Rybczynskischen Rechnungen im Zusammenhang mit den Austinschen Messungen bei der Erklärung der normalen Tagesreichweiten der Reflexionshypothese entbehren zu können. Eher scheint es uns angezeigt, die Reflexionseffekte für die abnormen und wechselnden Reichweiten bei Nacht verantwortlich zu machen. Die ungünstige Wirkung der geschichteten Atmosphäre im Sinne von Fleming dürfte dagegen normalerweise, also auch bei Tagesbeobachtungen, mitwirken. Wir kommen auf diese Frage zum Schlusse unseres Berichtes zurück, nachdem wir das — allerdings noch recht spärliche — quantitative Material zusammengetragen haben werden.

Die theoretischen Ergebnisse von Rybczynski.

Eine das elektromagnetische Feld der Wellenausbreitung zusammenfassende Potentialfunktion wird bei Rybczynski ebenso wie bei March durch ein Integral dargestellt, in dem neben der Kugelfunktion P_α mit kontinuierlich veränderlichem Index α ein Quotient ζ/ζ' vorkommt, der aus einer gewissen Besselschen Funktion mit dem ebenfalls kontinuierlich veränderlichen Index α und dem Argumente

$$\varrho = \frac{2\pi a}{\lambda} \tag{1}$$

gebildet ist (a = Erdradius, λ = Wellenlänge, so daß ϱ eine sehr große Zahl bedeutet). Die Integration erstreckt sich in der Variabeln α

von 0 bis ∞. Für die Ausführung der Integration muß der Wert von ζ/ζ' durch eine Näherungsformel ersetzt werden. Die Näherungsformel war bei March so gewählt, daß sie auf der ganzen α-Achse sich der darzustellenden Funktion ζ/ζ' anschmiegte, außer an der kritischen Stelle $\alpha = \varrho$. Auf die Umgebung dieser Stelle kommt es aber gerade an, da sie den Hauptbestandteil für das fragliche Integral liefert. Rybczynski ersetzt daher die Marchsche Näherung durch eine andere, welche in einiger Entfernung von der Stelle $\alpha = \varrho$ mit jener merklich identisch wird, überdies aber auch noch an dem maßgebenden Punkte in der Umgebung der Stelle $\alpha = \varrho$ den wirklichen Wert von ζ/ζ' wiedergibt. Die Integration läßt sich auf Grund dieser Näherungsformel ausführen und liefert als Amplitude des fraglichen Potentials den Ausdruck

$$(\Theta \sin \Theta)^{-1/2}\, e^{-0{,}33\,\varrho^{1/3}\Theta} \tag{2}$$

Hier ist

$$\Theta = \frac{r}{a} \tag{3}$$

der durch den Erdradius a geteilte Abstand r des Empfängers vom Sender, auf der Erdoberfläche gemessen, also der geozentrische Winkel, unter dem, vom Mittelpunkte der Erde aus gesehen, Sender und Empfänger erscheinen. Bei March fehlt wegen seiner ungenaueren Näherungsformel in dem Ausdruck (2) der Exponentialfaktor, der die uns hauptsächlich interessierende Zerstreuung oder Dämpfung der Wellen mißt.

Die Ermittelung des für die Integration „maßgebenden" Punktes der α-Achse ist eine ziemlich schwierige und heikle Sache. Sie geschieht bei Rybczynski auf Grund umfangreicher numerischer Rechnungen und genauer Zeichnungen für den Verlauf der Funktion ζ/ζ'. Rybczynski betont selbst die Unsicherheit und Empfindlichkeit seiner Resultate gegen kleine Änderungen der Approximationsrechnungen, die mit der Natur der Aufgabe (Annäherung in einer für die Funktion kritischen Stelle) notwendig verknüpft ist. Daher erklärt es sich, daß bei Nicholson trotz eines im Grunde ähnlichen Verfahrens das Resultat praktisch wesentlich anders lautet, nämlich in den obigen Bezeichnungen

$$(\Theta \sin \Theta)^{-1/2}\, e^{-0{,}7\,\varrho^{1/3}\Theta} \tag{4}$$

Bei Nicholson ist die numerische Diskussion nicht so weit geführt wie bei Rybczynski; die Näherung wird hier, was bei einer weniger heiklen Frage ausreichen würde, so gewählt, daß sie mit ζ/ζ'

die der α-Achse nächstgelegene Unendlichkeitsstelle gemein hat. Diese scheinbar geringfügige Abänderung des Approximationsverfahrens, welche an sich mathematisch nahe liegt, bringt es mit sich, daß im Dämpfungsfaktor statt 0,33 der mehr als doppelte Wert 0,7 erscheint. Bei Poincaré ist die Rechnung nicht bis ins Numerische hinein geführt; Poincaré begnügt sich, festzustellen, daß überhaupt ein exponentieller Dämpfungsfaktor von der in (3) und (4) angegebenen Form auftritt, und schließt daraus, daß dieser Faktor auf größere Entfernungen (endliche Werte von Θ) die Wellen völlig zum Erlöschen bringt. Demgegenüber ist zu betonen, daß die genaue numerische Größe dieses Dämpfungsfaktors für die Frage der Überwindung der Erdkrümmung entscheidend ist und daß eine Erhöhung des Zahlenwertes von 0,33 auf 0,7 die Lage der Dinge vollständig verändern würde.

Wir zeigen dies durch Angabe einiger Zahlenwerte. Es sei

$$r = 5000 \text{ km}, \quad \lambda = 5 \text{ km}$$

(5000 km entspricht einem halben Erdquadranten). Dann ist

$$\Theta = \frac{\pi}{4}, \quad \varrho = 8000, \quad \varrho^{1/3} = 20$$

also

$$e^{-0,33\varrho^{1/3}\Theta} = \frac{1}{180}$$

Auf den halben Erdquadranten würde also die Amplitude wegen des Rybczynskischen Dämpfungsfaktors auf 1/180 ihres Wertes bei kleinen Entfernungen abnehmen. Das erscheint bei der Empfindlichkeit unserer Empfangsapparate nicht verhängnisvoll. Anders bei dem Nicholsonschen Dämpfungsfaktor. Da 0,7 größer als $2 \cdot 0,33$, würde sich statt 1/180 weniger als

$$\frac{1}{(180)^2} = \frac{1}{32400}$$

also eine ganz andere Größenordnung ergeben, welche nach der Meinung von Nicholson den Empfang in solchen Entfernungen ausschließen würde. Da wir auf die genauere quantitative Seite der Frage noch eingehen werden, brauchen wir hier die reichlich unbestimmten Meinungen über die Empfangsmöglichkeiten nicht zu verfolgen. Worauf es ankam, war nur dieses: zu zeigen, wie delikat die Frage der analytischen Annäherung sich gestaltet und welche praktischen Folgerungen aus der größeren oder geringeren Genauigkeit dieser Annäherung fließen.

Wie gesagt, ist der zweite Faktor in dem Ausdrucke (2), unser Dämpfungs- oder Zerstreuungsfaktor, praktisch die Hauptsache. Wir wollen aber auch noch über den ersten Faktor $F = (\Theta \sin \Theta)^{-1/2}$ ein Wort sagen, da ihm ein gewisses theoretisches Interesse nicht abzusprechen ist. Für kleine Entfernungen (Θ klein gegen 1) wird dieser Faktor ersichtlich

$$F = \frac{1}{\Theta} = \frac{a}{r} \tag{5}$$

Wir haben hier also das bekannte Gesetz der Amplitudenabnahme, das aus der Vorstellung der „Raumwellen" unmittelbar folgt und z. B. durch Versuche von Tissot eine (wenn auch ungenaue und qualitative) Bestätigung gefunden hat. Dabei ist zu beachten, daß das Auftreten von Oberflächenwellen bei der Art der bisherigen Problemstellung (Erdkugel mit Seewasser bedeckt, also unendlich gut leitend) ausgeschlossen ist. Lassen wir nun Θ wachsen, so nimmt F zunächst weiter ab, bis über $\Theta = \pi/2$ hinaus. Dann aber folgt, mit der Annäherung an $\Theta = \pi$, ein Anstieg von F, welcher für $\Theta = \pi$ wegen Verschwindens von $\sin \Theta$ sogar einen unendlichen Anstieg ergeben würde. $\Theta = \pi$ ist der zum Sender antipodische Punkt; er würde einen Brennpunkt und Sammelpunkt für die von dem Sender ausgehenden Wellen darstellen, was unsere Formel in der Tat automatisch wiedergibt. Natürlich wird in Wirklichkeit dieser Anstieg durch die überhand nehmende Dämpfung illusorisch. Die von March für F mitgeteilte Figur (F in Abhängigkeit von Θ) ist in den Zenneckschen Leitfaden, 2. Aufl., S. 307 aufgenommen.

Rybczynski untersucht auch anhangweise den Einfluß endlicher Leitfähigkeit auf die Ausbreitung an der Erdkugel. Das Resultat ist, daß der Dämpfungsfaktor dadurch nicht merklich geändert wird; die endliche Leitfähigkeit modifiziert nur den ersten Faktor F, in dem sich dann neben den Raum- auch Oberflächenwellen etc. bemerklich machen. Diese letzten Angaben legen noch eine Bemerkung über die Nomenklatur nahe. Von Dämpfung sprechen wir gewöhnlich bei Energieverlusten durch Widerstände. Unser „Dämpfungsfaktor" dagegen ist, wie sich soeben zeigte, hiervon unabhängig; er hat denselben Wert für die widerstandsfreie, unendlich gut leitende Erde, wie für eine Erde von wirklichem elektrischen Widerstande. Deshalb bevorzuge ich die Benennung „Zerstreuungsfaktor" an Stelle des sonst üblichen „Dämpfungsfaktor" und werde im Folgenden an jener Benennung festhalten.

Vergleich mit den Austinschen Messungen.

Austin hat seine schon oben genannten Messungen bis auf fast 2000 km über Seewasser ausgedehnt. Sein Empfänger war auf einem Kriegsschiff angebracht; die Geberstation war Brant-Rock. Gemessen wurde der effektive Strom im Empfänger. Als allgemeine Ergebnisse fand er, daß die Abnahme der Amplitude auf größere Entfernungen erheblich rascher erfolgt als proportional $1/r$ und daß sie bei Tage, wo allein gleichmäßige und gesetzmäßige Werte erhalten werden, für lange Wellen kleiner ist als für kurze Wellen. Beide Resultate entsprechen unserer Formel (2) (sowie der davon qualitativ nicht verschiedenen Formel (3)). Die stärkere Abnahme als $1/r$ wird in unserer Formel dadurch zum Ausdruck gebracht, daß zu dem vorher mit F bezeichneten ersten Faktor, der nach Gl. (5) mit r umgekehrt proportional war, noch der zweite Exponentialfaktor hinzutritt. Dieser hängt vermittelst der Größe ϱ, Gl. (1) von λ und vermittelst der Größe Θ, Gl. (3) von r ab. Die Abhängigkeit von λ ist derart, daß der fragliche Exponentialfaktor mit Vergrößerung von λ (Verkleinerung von ϱ) sich vergrößert, was der beobachteten Verminderung der Amplitudenabnahme bei Vergrößerung der Wellenlänge entspricht.

Die Formel, die Austin zur Darstellung seiner Messungen benutzt, ist allerdings von der unsrigen verschieden. Sie lautet nämlich

$$\frac{C}{r} e^{-0{,}0015 \frac{r}{\sqrt{\lambda}}} \tag{6}$$

Diese Formel ist rein empirischer Natur; r und λ sind in km zu messen, C ist von r unabhängig, dem primären Strom direkt und der Wellenlänge indirekt proportional. Schreiben wir unsere Formel (2) ebenfalls in km an, indem wir den Wert von a einsetzen, so ergibt sich für solche Werte von Θ, für die man annähernd $\sin\Theta$ durch Θ ersetzen kann (z. B. $\Theta < \pi/4$):

$$\frac{C'}{r} e^{-0{,}0017 \frac{r}{\sqrt[3]{\lambda}}} \tag{7}$$

Ähnlich folgt aus der Formel (4) von Nicholson auf gleiche Weise und unter den gleichen Bedingungen

$$\frac{C''}{r} e^{-0{,}0036 \frac{r}{\sqrt[3]{\lambda}}} \tag{8}$$

Die Ähnlichkeit der Zahlenwerte 0,0015 und 0,0017 in (6) und (7) soll uns indessen nicht eine praktische Äquivalenz dieser beiden

Formeln vortäuschen. Da die Formel von Austin nicht homogen in den Dimensionen der Längeneinheit ist und wir uns des Vergleichs wegen diesem (an sich nicht empfehlenswerten) Gebrauch in (7) anschließen mußten, so bedeutet die Ähnlichkeit von 0,0015 mit 0,0017 zunächst nur etwas für die Wellenlänge $\lambda = 1$ km. Für $\lambda = 2$ km wären die zu vergleichenden Zahlenkoeffizienten von r im Exponenten bzw.

$$\frac{0{,}0015}{\sqrt[2]{2}} = 0{,}00106 \text{ bei Austin,}$$

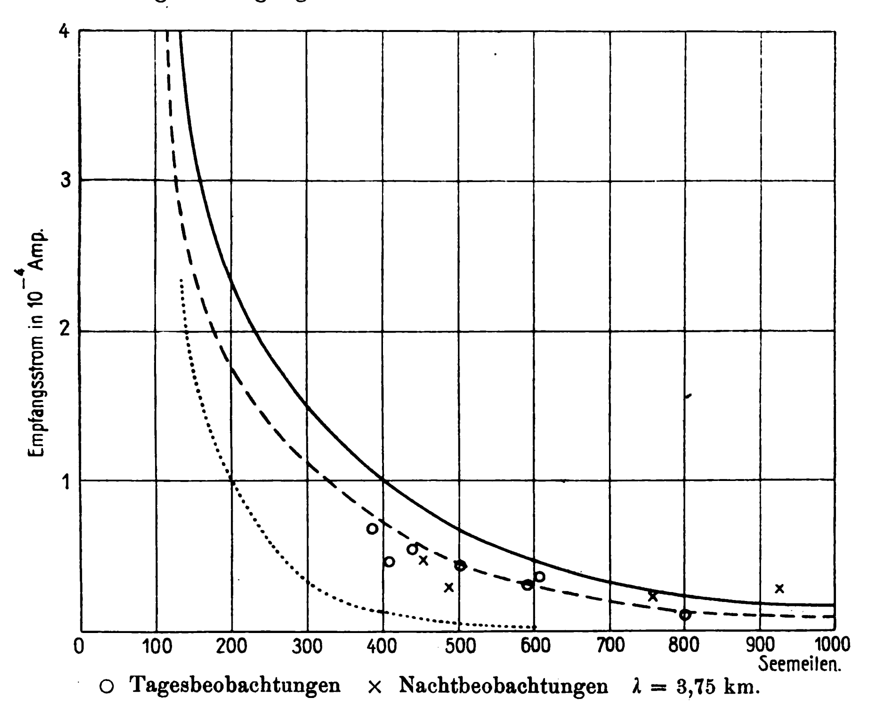
$$\frac{0{,}0017}{\sqrt[3]{2}} = 0{,}00136 \text{ bei uns.}$$

Bei größeren Werten von λ wird der Unterschied beider Formeln dementsprechend noch größer, in dem Sinne, daß unsere Formel eine stärkere Abnahme des Zerstreuungsfaktors mit r ergibt als die empirische Formel.

Indessen ist die empirische Formel in keiner Weise bindend oder der Natur der Sache unbedingt angepaßt. Vielmehr weiß jeder, der mit den empirischen Formeln der Technik zu tun gehabt hat, wie viel Willkür hier unterlaufen kann. Im vorliegenden Falle sehen wir die Willkür in dem Ansatz $\sqrt[2]{\lambda}$: ob die Abnahme der Zerstreuung mit wechselndem λ im Sinne von $\sqrt[2]{\lambda}$ oder von $\sqrt[3]{\lambda}$ vor sich geht, ist offenbar aus einem wenig scharfen Beobachtungsmaterial kaum zu entscheiden. Deshalb wollen wir die empirische Formel von Austin zunächst auf sich beruhen lassen und uns direkt an das Austinsche Versuchsmaterial halten.

Auf die vollständigere Bearbeitung dieses Materials hoffe ich in späteren Zeiten zusammen mit J. Zenneck zurückzukommen. Für den Augenblick muß ich mich darauf beschränken, eine Äußerung aus dem Zenneckschen Leitfaden und eine Rybczynskische Figur herzusetzen. Zenneck bemerkt l. c. S. 308: „Vergleicht man die Austinschen Beobachtungen mit dem theoretischen Gesetz (unsere Gl. (2) bzw. (7), so überzeugt man sich, daß diese Beobachtungen durch das theoretische Gesetz ebenso gut wiedergegeben werden wie durch das empirische." Dies wird im Speziellen (für $\lambda = 3{,}75$ km) durch die nachstehende Figur von Rybczynski belegt. Hier entspricht die ausgezogene Kurve dem empirischen Zerstreuungsfaktor von Austin, Gl. (6), die gestrichelte unserem theoretischen Gesetz, Gl. (7),

die punktierte Kurve dem theoretischen Gesetz von Nicholson, Gl. (8). Wie man sieht, scheint unsere theoretische Kurve den Tagesbeobachtungen sogar besser gerecht zu werden wie die empirische Kurve. Die Nachtbeobachtungen liegen viel unregelmäßiger wie die Tagesbeobachtungen und fallen bei großen Entfernungen gelegentlich höher aus, als der Gang der Tagesbeobachtungen oder irgendeine formelmäßige Festlegung derselben erwarten läßt.



○ Tagesbeobachtungen × Nachtbeobachtungen $\lambda = 3{,}75$ km.

Wir möchten also als Ergebnis dieses Berichtes folgende Schlüsse ziehen, immer vorbehaltlich einer späteren Erweiterung des Beobachtungsmaterials und einer vollständigeren Durchrechnung desselben:

1. Die Erdkrümmung bringt einen Zerstreuungsfaktor mit sich, die Schwächung durch Zerstreuung wächst nach Theorie und Beobachtung exponentiell mit der auf der Erdoberfläche gemessenen Entfernung zwischen Sender und Empfänger.

2. Durch Vergrößerung der Wellenlänge wird die Zerstreuung heruntergesetzt, worin wir einen Hinweis auf die Nützlichkeit von großen Wellenlängen für die Überseetelegraphie sehen können, die die

Praxis längst erkannt hat. Ob die Abhängigkeit des Zerstreuungsfaktors durch $\sqrt[3]{\lambda}$ gegeben wird, wie es die Theorie verlangt oder durch $\sqrt[2]{\lambda}$, wie es Austin nach seinen Messungen vermutet, läßt sich aus den Messungen nicht eindeutig entscheiden; jedenfalls widersprechen sie nicht der theoretischen Forderung $\sqrt[3]{\lambda}$.

3. Die Größe des Zahlenfaktors im Exponenten des Zerstreuungsfaktors kommt bei Rybczynski vermöge einer genaueren numerischen und graphischen Approximation etwa halb so groß heraus wie bei Nicholson (Poincaré spricht nur im allgemeinen von der exponentiellen Abhängigkeit, ohne genauere numerische Angaben). Dementsprechend wird der Zerstreuungsfaktor selbst bei Rybczynski etwa gleich der Quadratwurzel des Wertes von Nicholson.

4. Bei diesem so reduzierten Zerstreuungsfaktor ist die Meinung von Nicholson und Poincaré nicht mehr haltbar, daß die tatsächlichen Reichweiten mit der reinen elektromagnetischen Theorie unverträglich seien. Vielmehr stimmen die Tagesmessungen von Austin (vgl. Figur) recht gut mit den theoretischen Werten überein.

5. Wir haben daher keinen Grund, bei den Tagesbeobachtungen die Mithilfe von reflektierenden Luftschichten in Anspruch zu nehmen. Wohl aber dürften diese zur Erklärung der abnorm großen und gleichzeitig unregelmäßigen Reichweiten bei Nacht heranzuziehen sein.

6. Die Möglichkeit ist im Auge zu behalten, daß die Resultate der reinen elektromagnetischen Theorie durch sonstige atmosphärische Einflüsse (z. B. Abbiegung der Wellen nach den Schichten höheren Brechungsindex, welche notwendig mit weiterer Schwächung der Signale verbunden wäre), sekundär beeinflußt werden.

Zusatz bei der Korrektur, 8. Dezember 1916. Gerade zur rechten Zeit erhalte ich eine neue Arbeit von Herrn Austin, die in den Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Vol. IV, Nr. 3, veröffentlicht ist[1]), vom Februar 1916. Die Messungen sind auf der Station Darien gemacht und geben die Hörbarkeit der verschiedenen Groß-Stationen in Darien wieder, darunter als der entferntesten diejenige von Nauen im Abstande 9400 km, also fast einem Erdquadranten.

Herr Austin benutzt seine neuen Messungen zu einem Vergleich seiner zusammen mit Herrn Cohen aufgestellten Formel mit der auf meine Veranlassung von Herrn Rybczynski berechneten und kommt

1) Vgl. auch Jahrbuch **11,** 125, 1916.

zu dem folgenden Endergebnis: „Es scheint möglich, daß die Sommerfeldsche Formel die niedrigsten Stärken der Empfangssignale richtig wiedergibt, daß diese aber in der Regel verstärkt werden durch Energie aus den oberen Schichten der Atmosphäre; die Intensität dieser Energiezufuhr wird vermutlich von der Wellenlänge abhängen. Unter dieser Voraussetzung würde der Zersteuungsfaktor der empirischen Formel die Summe der beiden Wirkungen darstellen, welche in ihrem Zusammenwirken möglicher Weise die Quadratwurzel aus der Wellenlänge mit sich bringen könnte, an Stelle der dritten Wurzel, die die Theorie liefert.“

Die neuen Austinschen Messungen würden also nach Auffassung von Herrn Austin gegen unsere obigen Folgerungen (4) und (5) sprechen, nach denen für die Tagesbeobachtungen die Mitwirkung der Reflexion entbehrlich wäre. Indessen ist zu beachten, daß die neuen Messungen für die theoretische Diskussion weniger günstig sind wie die älteren. bei denen die Entfernung und Wellenlänge variiert wurden, während bei den neuen Messungen Entfernung und Wellenlänge durch Ort und Betrieb der aufgenommenen Stationen ein für alle mal gegeben sind. Andrerseits haben die neuen Messungen den Vorteil, daß sie bis zu fünfmal so große Entfernungen benutzen wie die älteren, so daß auch sie einen wertvollen Beitrag zur Klärung der in diesem Bericht besprochenen Fragen liefern.

Was die Abhängigkeit des Zerstreuungsfaktors von der Wellenlänge betrifft, so läßt sich diese ersichtlich nur entscheiden durch Messungen, die bei gleicher Entfernung mit verschiedenen Wellenlängen ausgeführt sind. Solche Messungen liegen in den älteren Beobachtungsreihen von Austin teilweise vor, wobei allerdings eine noch stärkere Variation der Wellenlängen sehr erwünscht wäre. Die Austinsche Vermutung, daß Reflexion an den oberen Luftschichten die theoretische Abhängigkeit $\sqrt[3]{\lambda}$ in die Abhängigkeit $\sqrt[2]{\lambda}$ verwandeln könnte, scheint mir zunächst nicht sehr einleuchtend. Wenn, wie es nach den neueren Messungen von Austin festzustehen scheint, unsere theoretische Formel auf sehr große Entfernungen zu kleine Empfangsstärken ergibt, so würde es meiner Meinung nach am nächsten liegen, unter Beibehaltung der theoretischen Form des Zerstreuungsfaktors und seiner Abhängigkeit von $\sqrt[3]{\lambda}$ nur den Zahlenfaktor 0,33 in dem Ausdrucke (2) empirisch zu korrigieren, welcher, wie oben auseinandergesetzt, nicht sehr sicher ist; eine geringe Verminderung desselben würde zumal bei großen Entfernungen die Reichweite schon erheblich vergrößern.

Im Übrigen liegt es mir fern, die oben unter (4) und (5) geäußerte Ansicht von der Unwirksamkeit des Reflexionseffektes einseitig zu verteidigen, um dadurch die einfache rein-elektromagnetische Auffassung zu stützen. Ich möchte nur neuerdings dazu auffordern, die Frage nicht zu früh für erledigt anzusehen und geeignete Beobachtungen sorgsam zu diskutieren.

(Eingesandt 15. Oktober 1916.)

Adresse des Autors: Prof. Dr. A. Sommerfeld, München, Leopoldstr. 87.

Über einige Probleme der Energieübertragung zwischen zwei drahtlosen Stationen.

Von C. J. de Groot.

Es ist bekannt, daß die noch ungelösten Probleme in der drahtlosen Telegraphie sich nicht auf die eigentlichen Stationseinrichtungen beziehen, sondern hauptsächlich die Energieübertragung und die auftretenden luftelektrischen Störungen im zwischenliegenden Medium betreffen.

Bei der großen Zahl von hervorragenden Gelehrten, teils Physikern, teils Ingenieuren, die sich mit ihrer vollen Energie auf diese neue Wissenschaft geworfen haben, welche so besondere Reize bot, ist es kaum zu verwundern, daß die innere Apparatur der Stationen in kurzer Zeit zu einer Vollkommenheit gebracht wurde, welche derjenigen der normalen technischen Einrichtnngen fast gleichkommt.

Seitdem man brauchbare Wellenlängen mit einem Nutzeffekt von 50 % und mehr, bei großen Energiemengen, direkt mittelst einer Maschine erzeugen kann, seitdem man winzig kleine ankommende Energiemengen in einfacher und zuverlässiger Weise an der Empfangsseite verstärken kann auf das 1000- und mehrfache, gibt es an den Stationseinrichtungen selbst wenig Wesentliches zu verbessern, und es werden sich auf diesem Gebiete die Bestrebungen hauptsächlich dahin richten, den an und für sich schon guten Nutzeffekt noch etwas zu steigern, Schnelltelegraphie einzuführen, sich von atmosphärischen Störungen, und solchen, die anderen Stationen entstammen, frei zu machen, etwa gerichtete Telegraphie einzuführen und zu versuchen, ohne die kostspieligen hohen Antennenträger auszukommen.

Viele dieser Probleme sind sogar teilweise schon gelöst.

Weniger glücklich war man bei der Erforschung der Energieübertragung im Medium zwischen den Stationen, sowie festzustellen, woher die luftelektrischen Störungen stammen und damit gleichzeitig zu ermöglichen, diese unschädlich zu machen.

Von verschiedenen Gelehrten sind Hypothesen aufgestellt worden, die sich zum Teil widersprachen.

So sind die Hypothesen der meisten Forscher basiert auf Übertragung der Energie mittelst freier Raumwellen, worüber sich der bekannte Fachmann Erskine-Murray in seinem Handbuch entrüstet angesichts der Nachbarschaft der leitenden Erde und wegen der akademischen Erziehung der Urheber dieser Hypothesen; so nimmt weiter Eccles an, daß infolge der Ionisation der Atmosphäre tagsüber ein Raumstrahl sich im Sinne der Erdkrümmung krümmen[1]) muß, während z. B. Fleming eine Krümmung im entgegengesetzten Sinne annimmt zur Aufrechterhaltung seiner Hypothese.

So hat auch die an und für sich schöne Sommerfeld-Theorie keinen Aufschluß geben können über verschiedene, im praktischen Betriebe auftretende Unregelmäßigkeiten, nicht einmal über den Unterschied zwischen Tag- und Nachtübertragung und über die Veränderlichkeit der Nacht- und Taglautstärke, wie solche in den Tropen hervortrat. Dies braucht aber auch nicht zu verwundern, da die Sommerfeld-Theorie aufgebaut worden ist für einen ganz speziellen Fall, und weder die Erdkrümmung, noch die Verschiedenheit des Geländes (Berge, Wechsel von Meer und Land etc.) berücksichtigt worden sind, auch beide Medien als homogen vorausgesetzt werden, was besonders für das Luftmedium auch nicht annähernd zutrifft. Dichte, Leitfähigkeit, Ionisation, alles wechselt mit wachsender Höhe und zwar in einer Weise, welche sich unserer Berechnung größtenteils entzieht.

Wo diese Ungleichmäßigkeit der Atmosphäre als Funktion verschiedener Umstände, wie Sonnenbeleuchtung, Anwesenheit geladener kosmischer Teile usw. sich noch ändert, braucht es nicht zu verwundern, daß die tatsächlich auftretenden Erscheinungen viel komplizierteren Gesetzen folgen als diejenigen, welche von Sommerfeld und seinen Nachfolgern aufgestellt worden sind. Die mögliche Kompliziertheit zwingt dazu, daß man sich zur Lösung des Problems vorläufig von jeder, auf Berechnung basierenden Theorie frei machen und rein experimentell vorgehen muß, um in großen Zügen allgemeine Gesetz

---

1) Hier sei es unentschieden gelassen, ob diese Krümmung eigentlich Biegung oder vielmehr gleichmäßige Brechung ist.

mäßigkeiten feststellen zu können. Die große Gefahr dieses Verfahrens liegt natürlich in der Möglichkeit, daß örtliche Umstände verallgemeinert werden. Dies mag der Grund sein für die Unmenge der Anschauungen und Hypothesen ganz widersprechender Natur, welche bereits aufgestellt worden sind. Ein Hauptgrund der dabei begangenen Ungenauigkeiten spielt hier auch die unzureichende Anzahl systematischer Beobachtungen.

Diesen letzten Vorwurf kann man nicht erheben den Versuchen gegenüber, welche während mehr als einem Jahr von der Niederländisch-Indischen Regierung ganz systematisch angestellt worden sind. Es haben sich dabei Tatsachen herausgestellt, welche bis dahin nicht beachtet wurden, wie z. B. große Lautstärkeschwankungen während des hellen Tages, die bis zum Zehnfachen und mehr gingen, und die von keiner der bekannten Hypothesen erklärt werden konnten.

Über diese interessanten Versuche werden offizielle Rapporte erscheinen; in der vorliegenden Arbeit möchte ich aber schon jetzt einzelne interessante Hauptmomente mitteilen, und zwar wird die Arbeit sich beziehen auf:

A. Beweis dafür, daß der Raumstrahl tagsüber die Fähigkeit besitzt, sich zu krümmen, welche Fähigkeit er jedoch nachtsüber nicht in merklichem Maße aufweist.

Dieser Beweis dafür, daß der Raumstrahl sich nachts nicht, wohl aber tags und zwar im selben Sinne wie die Erdoberfläche krümmen kann in Übereinstimmung mit der Annahme von Eccles, welcher Beweis von niemand bisher geliefert werden konnte, kann jetzt durch die Versuche zwischen der Noesanivéstation (Ambon) und I. Ms. Kriegsschiff „Tromp“ in der Nordbucht der Insel Ceram [1]) stationiert, als erbracht betrachtet werden. Hier trat keinerlei Nachtverbindung und gute Tagesverbindung auf. [2])

Hieraus geht hervor, daß, wo der einzige ungünstige Umstand für die Energieübertragung das dazwischenliegende Hügelland war, um welches oder über welches der Raumstrahl sich krümmen muß, um die Gegenstation zu erreichen, auch hiermit der Beweis geliefert ist, daß

1) Man betrachte die in Fig. 4 abgebildete Karte; die „Tromp“-Station ist mit Y angedeutet.

2) Die Entfernung zwischen beiden Stationen betrug nur 150 km, im normalen Betriebe waren die Stationen imstande, tagsüber mehr als 750 km, nachts einige tausend km zu überbrücken (2,5 und 5 Kw. Antennenenergie-Tonsender). Es lagen aber ein 530 m hoher Hügel in 17 km Entfernung der Ambonstation und ein solcher von 830 m Höhe in 20 km Entfernung der Schiffsstation in der Verbindungslinie.

sich nachts eine Raumwelle nicht bedeutend krümmen kann, tagsüber dagegen wohl. Die Tatsache, daß Stationen, welche sich im Schatten von Hügeln befinden, keine Verbindung aufweisen, ist an und für sich nicht neu. So erwähnt Erskine-Murray in seinem Handbuch auf Seite 271 die bereits im Jahre 1906 stattgefundenen Versuche von Kapitän Jackson, welche sich auf diese Tatsache beziehen.

Erskine-Murray gibt als seine Meinung an, daß diese Schattenbildung nur scheinbar sei, daß die Wellenfront vielmehr an der Erde haften bleibe, aber beim Entlangstreifen am Hügel sich gegen die Erde neige und so von vertikaler Lage in fast horizontale Lage komme, wodurch für eine damals benutzte Vertikalantenne der Empfang sehr ungünstig beeinflußt werde. Er meint für eine geneigte oder Horizontalantenne würde sich da kein Schatten ergeben haben.

Diese Auffassung kann ich nicht unterschreiben: erstens sind mir verschiedene Fälle bekannt, wo eine L-Antenne benutzt wurde, also Empfangsempfindlichkeit für jeden Einfallswinkel der Wellenfront bestand, und trotzdem ausgesprochene Schattenwirkung auftrat; zweitens ist hiermit nicht erklärt, wie nachts Schattenbildung, tagsüber jedoch gar keine auftreten kann.

Es muß also angenommen werden, daß wirkliche Schattenbildung eintritt. Stellt man sich also die Ausbreitung vor dem Hindernisse vor mittelst an der Erde haftender Wellenfront, so muß man etwa annehmen, daß z. B. am Gipfel des Gebirges die Wellenfront sich nicht plötzlich genug knicken kann, um dem Abhang zu folgen, und zeitweise in eine von der Erde freie Raumwelle übergeht, um in einiger Entfernung hinter dem Hügel die Erde wieder zu treffen und als gebundene Welle weiter zu gleiten. Stellt man sich die Energieübertragung mittelst Energiestrahlen vor, so heißt die Schattenbildung. daß ein Strahl sich um den Hügel krümmen muß, um die Gegenstation zu erreichen.

Das Neue bei der vorerwähnten Verbindung besteht nun darin, daß nachts die Schattenbildung bestand, tagsüber aber gar nicht.

Man stieß also auf eine große Abnormalität. Tags viel bessere Verbindung als nachts; nachts versagte die Verbindung sogar ganz und gar.

Wo dabei die Sonnenbeleuchtung der Gelände wenig Einfluß auf Eigenschaften des Geländes haben kann, dagegen großen Einfluß auf den Luftraum, so ist deutlich, daß dieses abnormale Benehmen seinen Grund finden muß in der Änderung des elektrischen Zustandes der Atmosphäre in Abhängigkeit des Sonnenlichtes.

Wir müssen also aus diesem Versuche schließen, daß tagsüber die Raumwelle sich stärker der Erde zukrümmen konnte als nachts, wo die Krümmung nicht genügte, um die Gegenstation zu erreichen. Also kommt die Fleming-Theorie, welche tagsüber eine Biegung der Strahlen von der Erde ab bedingt, zu Falle und die Eccles-Theorie wird durch absolute Beweise gestützt.

Ich könnte hiermit mit einer weiteren Behandlung dieses Problems aufhören und mich damit begnügen, die Theorie von Eccles begründet zu haben, wäre nicht zu berücksichtigen, wie ich bereits schon erwähnte, daß die Eccles-Theorie ohne Ergänzung keine Erklärung gibt für die in den Tropen stark auftretenden Lautstärkeveränderungen am hellen Tage. — Es freut mich, diese Ergänzung der Eccles-Theorie liefern und damit auch diese Tropenphänomene erklären zu können.

Ich werde darauf in einer weiteren Abhandlung zurückkommen. Zunächst ist es sehr interessant, zu wissen, in welchem Maße eine Krümmung der Raumstrahlen tagsüber wohl, nachts dagegen nicht möglich ist. Es wird sich ergeben, daß der mögliche Grad der Krümmung für die niederen Atmosphärschichten ziemlich genau zu ermitteln ist durch einige Versuche, die meistenteils mit einer Wellenlänge von 600 m ausgeführt wurden. Nehmen wir nun der Einfachheit halber an, daß der gekrümmte Strahl unbekannter Form angenähert werden darf durch einen Teil eines Kreisbogens, und daß für die kürzeren Entfernungen, welche bei diesen Versuchen überbrückt wurden (einige hundert Kilometer), man die Erde als eine flache Ebene betrachten darf, und daher die Erdbiegung zur Höhe der Gebirge, über die der Strahl sich krümmen muß, vernachlässigt werden kann. Der Raumstrahl wird also wie ein Kreisbogen dargestellt, dessen Sehne die Verbindungslinie zwischen beiden Stationen ist, und der Krümmungsstrahl muß nun so klein sein, daß die Geländehindernisse zwischen Sehne und Bogen liegen, wobei dieser Bogen den Berggipfel, über welchen Verbindung möglich war, genau berührt. Es handelt sich nun also darum, den kleinstmöglichen Krümmungsstrahl für eine bestimmte Wellenlänge tags auszurechnen. Kennen wir die Entfernung von der einen Station bis zum Geländehindernis (Berg) $= p$, die Entfernung von der anderen Station bis zu diesem Berg $= q$, die Totalentfernung zwischen beiden Stationen $= (p + q)$, die Höhe des Gebirges $= h$ und den Krümmungsstrahl des Bogens, welcher beide Stationen verbindet $= R$ (alle Größen in Kilometer), dann ist:

$$R \cong \frac{p \cdot q}{2h}$$

Liegen nun mehrere Hindernisse zwischen beiden Stationen, so werden sie natürlich durch denjenigen Kreisbogen verbunden, für den R den kleinsten Wert ergibt, weil Krümmung um das größte Hindernis möglich sein muß, falls Verbindung eintritt. Für die betrachtete Verbindung mit dem „Tromp" ist dann der Minimalstrahl: $R =$ **1565** km = **0,246** × dem Radius der Erdkugel. Hieraus geht deutlich hervor, daß selbst bei Gebrauch von einer Wellenlänge von nur 600 m der Raumstrahl sich tags wenigstens viermal stärker krümmen kann als wie die Erdkrümmung.

Hiermit ist also der Beweis, nach dem schon lange gesucht wurde, geliefert, nämlich, daß tagsüber Wellen der Erdoberfläche folgen können und sogar imstande sind, sich stärker zu krümmen. Nachts war diese Krümmung, wie aus dem Versuche hervorging, nicht möglich; ob nachts gar keine Krümmung möglich war, ist damit nicht bewiesen. Der Grad der Krümmung nachts kann aber in vorkommendem Falle festgestellt werden dadurch, daß die bewegliche Station sich in der Verbindungsrichtung von dem Gebirge entfernt, wodurch in obenstehender Formel p oder q wächst. Wir finden dann, daß in einer gewissen Entfernung die Verbindung anfängt, und es ist hieraus der Minimumwert von R nachts festzustellen. Als bewiesen darf man also betrachten, daß ein Raumstrahl nachts nicht merklich biegt, d. h. einen größeren Krümmungsradius besitzt, wie oben berechnet wurde.

Nun ist andererseits von großer Bedeutung, festzustellen, welches die maximale Krümmung ist (Minimum R), die tags möglich war, und wir finden die Grundlagen dazu in den Versuchsrapporten zwischen I. Ms. Kriegsschiff Wilhelmina und den damaligen Versuchsstationen zu Weltevreden und Cheribon im Jahre 1906—1907. Damals war es gerade noch möglich, quer über den Berg Pangrango (3022 m hoch) in 172 km Entfernung mit Weltevreden zu arbeiten, während dieser Berg 60 km von Weltevreden entfernt lag. Daraus geht hervor, daß für

$$R = \frac{60 \cdot 112}{6} = 1120 \text{ km}$$

für die benutzte 600 Meterwelle die Grenze erreicht war (die Entfernung ist hier nicht der begrenzende Faktor, da die Stationen mehr als 500 km Meer überbrückten). Wurde das Geländehindernis noch größer (in derselben Entfernung über den Tjerimai **3070** km nach Cheribon, wobei der Berg **25** km von diesem Ort lag) wofür $R = 600$ km sein müßte, so hörte die Verbindung auf. Der Grenzwert dieser

Krümmung tagsüber von einem Raumstrahl in den niederen Luftschichten (kurze Entfernung) und bei Gebrauch von einer Wellenlänge von 600 m ist also ca. $R = \mathbf{1000}$ km, gleich ca. $^1/_6$ Erdradius, d. h. also eine Krümmung, welche bedeutend stärker ist als die Erdkrümmung.

Für längere Wellen ist die erreichbare Krümmung vermutlich noch stärker, so daß man noch weniger daran zu zweifeln braucht, daß ein freier Raumstrahl tags der Erdkrümmung folgen kann.

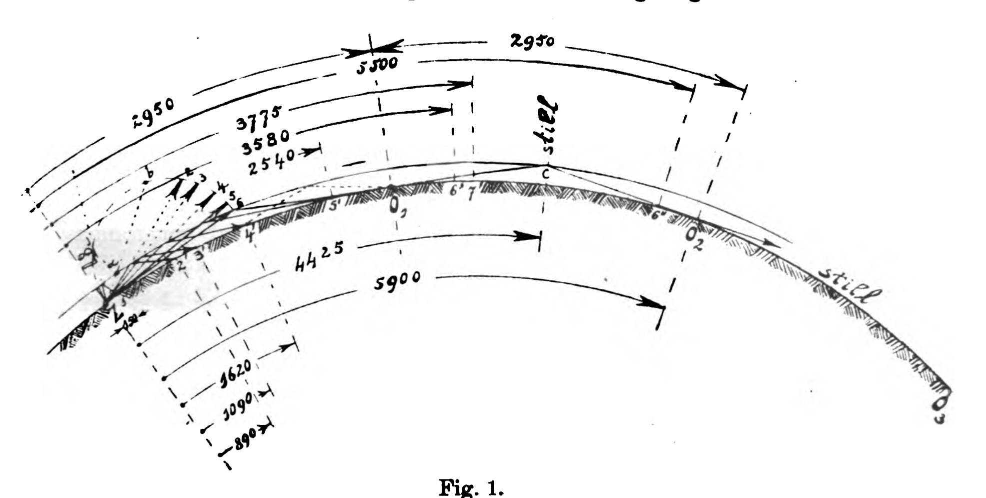


Fig. 1.

B. Die Nachtverbindung. Es hat sich also bei den Versuchen herausgestellt, daß eine bedeutende Krümmung des Raumstrahles nachts nicht besteht, wie ich ja schon bewies; es kann also, abgesehen von sehr kurzen Entfernungen, für die die Erde als flach betrachtet werden darf, eine Gegenstation nur von einem Raumstrahl getroffen werden, welcher in höheren Schichten reflektiert wurde, da, falls der Strahl nicht reflektiert wird, er die Erde verlassen müßte, oder in oberen Schichten absorbiert werden muß. Es wird sich hiernach dann auch ergeben, daß, falls man eine solche reflektierende obere Schicht annimmt, alle hervortretenden Erscheinungen nachts bequem zu erklären sind. In Fig. 1 ist ein Teil der Erdschale, mit in größerer Höhe gedachter reflektierender Schicht gezeichnet. Der Punkt Z ist die sendende Station, ausgerüstet mit einer senkrechten Antenne. Wir sehen nun, daß die Verbindung zwischen Z und den Punkten (1′ 2′ 3′) usw. nur durch reflektierende Raumstrahlen stattfinden kann; die Strahlen

1′ 2′ 3′ usw., welche diese Verbindungen herstellen, müssen in um so größerer Elevation in Z ausgeben, je näher die Gegenstation liegt (vgl. z. B. Strahl 1—1′ mit 5—5′). Die eingetragenen Entfernungen sind nun so gewählt, daß daraus sofort praktische Schlüsse gezogen werden können, und zwar sind hier Entfernungen zwischen bestehende Stationen genommen, wo die Versuche ausgeführt wurden.[1])

Nun sind aber die Strahlen 1 bis 6 nicht alle gleich kräftig. Nach der Hertzschen Theorie ist die Feldstärke, durch einen linearen Oszillator in einem entfernten Punkte erregt, abhängig vom Winkel zwischen Oszillator und ausgehendem Strahl. Infolgedessen strahlt eine Vertikalantenne am kräftigsten in einer wagerechten Fläche und nicht in der Antennenrichtung selbst. Wir müssen uns also die Antenne als einen senkrechten elektrischen Beleuchtungskörper vorstellen, sie verhält sich wie ein senkrechter Glühlampenfaden gegenüber Lichtwellen. Die Strahlungscharakteristik ist, da bei konstanter Entfernung die im entfernten Punkte erregte Feldstärke proportional dem Sinus des Winkels zwischen Strahl und Oszillator ist, ein Kreis, z. B. der eingezeichnete Kreis Z 1 2 3 4 5 6. Die Länge der eingetragenen Sehnen geben also ein Maß für die Strahlungsintensität in der Richtung der Pfeile. Man sieht deshalb, daß bei Überbrückung größerer Entfernungen nachts allerdings die große Länge des Strahles (größere Entfernungen) ein ungünstiger Faktor bleibt, der Strahl selbst jedoch kräftiger ist. Daher war es tatsächlich nachts nicht möglich, die Entfernung $Z - 1'$ (Noesanivé—Tromp) zu überbrücken, dagegen aber wohl die 24 mal längere Entfernung $Z - 6'$ (Aiermelek—Oiba). Hierbei muß man noch bedenken, daß der Strahl 1 beinahe senkrecht die reflektierende obere Schicht trifft, in welchem Falle, wie die Theorie der Totalreflexion lehrt, viel Aussicht besteht, daß der größere Teil des Strahles nicht reflektiert wird, jedoch gebrochen in das darüber liegende Medium übergeht, um die Erde zu verlassen oder in höheren Schichten absorbiert zu werden. Dagegen sind aber die Umstände für Reflexion des flach eintretenden Strahles $Z - 6$ besonders günstig. Wir

1) Es sind nämlich (vgl. die in Fig. 4 abgebildete Karte):
$Z - 1'$ = Entfernung Noesanivé—Tromp (Y) = 150 km.
$Z - 2'$ = Entfernung Oiba—Noesanivé = 890 km.
$Z - 3'$ = Entfernung Landangan—Oiba = 1090 km.
$Z - 4'$ = Entfernung Landangan—Noesanivé = 1620 km.
$Z - 5'$ = Entfernung Aiermelek—Landangan = 2540 km.
$Z - 6'$ = Entfernung Aiermelek—Oiba = 3580 km.
$Z - 7'$ = Entfernung Aiermelek—Noesanivé = 3775 km.
$Z - 6''$ = Entfernung Aiermelek—Osaka (Japan) = 5500 km.

müssen weiter bedenken, daß beim Gebrauch einer vertikalen Empfangsantenne genau dieselben nachteiligen Verhältnisse vorliegen gegenüber dem in großer Elevation einfallenden Raumstrahl wie beim Sender. Ein horizontal einfallender Strahl erregt, wie bekannt, eine maximale EMK. in einer vertikalen Empfangsantenne, ein vertikaler Strahl hat dagegen gar keine Wirkung. Die Folgen dieser Umstände, nämlich nachteilige Erzeugung und Empfang bei Gebrauch einer Vertikalantenne von steil aus- und einfallenden Strahlen und weniger gute Reflexion gegen die obere spiegelnde Schicht, verursacht, daß eine Verbindung in kürzerer Entfernung nachts schwieriger ist als in größerer Entfernung, obwohl die Entfernung an und für sich natürlich ein ungünstiger Faktor bleibt. Die Bedingungen für mehr oder weniger günstige Reflexion sind schwierig zahlenmäßig anzugeben, da der Brechungsindex für beide Medien beiderseits der Reflexionsschicht nicht bekannt ist. Lassen wir aber diesen Einfluß, der für sehr kurze Entfernungen merklich sein muß, außer Betracht, so ist es möglich, den bestehenden Zusammenhang zwischen Entfernung und erzeugter Empfangs-EMK. zu finden. Die Feldstärke in einem entfernten Punkte ist nach Zenneck (falls wir Sendestromstärke, Antennenlänge und Wellenlänge konstant halten und Absorption vernachlässigen):

$$M_0 = K \frac{\sin \alpha}{r}$$

worin bedeuten

K = eine Betriebskonstante,
α = der Winkel zwischen Antenne und ausgehendem Strahl,
r = die Entfernung (das heißt hier die Länge des reflektierten Strahles).

Nun kommt der Strahl, welcher unter einem gewissen Winkel α die vertikale Sendantenne verläßt, unter demselben Winkel bei der vertikalen Empfangsantenne an (da die ganze Reflexionserscheinung, wie aus Fig. 1 hervorgeht, systematisch verläuft). Demzufolge ist die erzeugte EMK. in der Empfangsantenne kleiner, als sie sein würde, falls der Strahl horizontal einfiel und zwar wiederum im Verhältnis sinus α.

Wir bekommen daher für die erzeugte EMK. in der Empfangsantenne:

$$E_2 = K' \frac{\sin^2 \alpha}{r} \tag{I}$$

aus Fig. 1 ist also für jede Entfernung E_2 bequem zu berechnen.

Für den Strahl $Z\alpha b$ ist:

$$Za = 1 = {}^1/_2\, r$$

nehmen wir weiter in einem gewissen Maßstabe:

$$Zb = \left(\frac{K'}{2}\right)^{1/2} \sin\alpha \quad \left(\text{also } \left(\frac{K'}{2}\right)^{1/2} = Z - b = \text{Kreisdurchmesser}\right)$$

so ist:

$$E_2 = K' \frac{\sin^2\alpha}{r} = \frac{Zb^2}{Za} \text{ (vgl. Figur)}$$

also aus der Figur ablesbar. Wir können nun (I) auf nachstehende Form bringen, wie aus der Figur hervorgeht:

$$E_2 = \frac{K'}{2}\left(\frac{R+h}{R}\right)^2 \frac{p^2}{l^3} \qquad \text{(II)}$$

Hierin bedeuten:

R = Erdstrahl,
h = die Höhe der reflektierenden Schicht,
p = die Hälfte der Sehne, welche beide Stationen verbindet,
l = die Hälfte des Raumstrahles, d. i. der Teil des Strahles von einer Station bis zum Punkte, wo er reflektiert wird, $l = \frac{r}{2}$.

Nun sehen wir unter Benutzung dieser Formel schon, daß für sehr kurze Entfernungen für l als Funktion der Entfernung sich wenig ändert (der reflektierte Strahl verläuft beinahe vertikal, so daß $l \cong h$), und die halbe Sehne $= p =$ ungefähr die halbe Entfernung der Stationen bedeutet, die erzeugte EMK. $= E_2$ ungefähr proportional dem Quadrate der Entfernung, an der Erdoberfläche entlang gemessen, wächst, hiermit also die merkwürdige Erscheinung dieser in den Tropen auftretenden normalen Nachtverbindungen erklärt, wonach bei Gebrauch von Vertikalantennen und nicht zu großen Entfernungen die Lautstärke nachts wächst, wenn die Stationen sich weiter voneinander entfernen.

Andererseits ergibt sich für größere Entfernungen (bis 0_1 Fig. 1) und bei $h \ll R$ (h wird sich ca. $3\,^0/_0$ von R ergeben), daß $p \cong l =$ ungefähr die halbe Entfernung der Stationen, längs der Erde gemessen, ist; dies beweist deutlich die Figur.

Der Winkel zwischen halber Sehne (p) und halbem Raumstrahl (l) wird dann nämlich sehr klein, während l die Hypotenuse eines rechtwinkeligen Dreiecks ist, dessen lange Schenkelseite in diesem Falle p ist. Wir ersehen also aus Formel (II), daß für diese größeren Ent-

fernungen die erzeugte EMK. $= E_2 =$ umgekehrt proportional mit der wirklichen Entfernung zwischen den Stationen, der Erde entlang gemessen, abnimmt, als gäbe es keine Reflexion.

Wir bekommen also zuerst ein starkes Zunehmen der Lautstärke, bei vergrößerter Entfernung zwischen beiden Stationen, bis natürlich ein Maximum erreicht ist, wonach die Lautstärke allmählich wieder abnimmt, welche Abnahme aber geringer ist, als wenn wir mit einem direkten Strahl zu tun hätten (für sehr große Entfernungen, in welchen der Strahl in der Praxis jedoch schon zum zweiten Male reflektiert werden muß und also die oben erwähnte Rechnungsweise nicht mehr gültig ist, nimmt die EMK. umgekehrt proportional mit der Entfernung ab). Wollen wir daher die vollständige Funktion dieser Linie, so drücken wir am bequemsten die der Erde entlang gemessene Entfernung im Mittelpunktwinkel β aus.

Die genaue Entfernung ist alsdann:

$$\alpha = \beta \frac{\pi R}{180} \text{ km}$$

Wir finden dann aus (II) unter Berücksichtigung der Fig. 1:

$$E_2 = \frac{K'}{2} (R + h)^2 \frac{\sin^2 \frac{\beta}{2}}{\left\{(R+h)^2 - 2R(R+h)\cos\frac{\beta}{2} + R^2\right\}^{3/2}} \qquad \text{(III)}$$

Für geringere Entfernungen (β klein) ist nun:

$$\cos\frac{\beta}{2} \cong 1 \qquad \sin\frac{\beta}{2} \cong m \cdot \beta \qquad h = \ll R$$

$$E_2 \cong \frac{K' m (R+h)^2}{2h^3} \cdot \sin^2\frac{\beta}{2} \cong K'' \sin^2\frac{\beta}{2} \cong m' \cdot \beta^2 \cong \underline{n \cdot a^2} \qquad \text{(III')}$$

E_2 nimmt also ungefähr mit dem Quadrat der Entfernung a zu (genauer mit dem Quadrat vom sinus des halben Mittelpunktwinkels).

Nun ist nach Formel (I) in Fig. 2 E_2 als Funktion der Entfernung aufgezeichnet, wobei die Höhe der spiegelnden Schicht (h) zu 180 km angenommen ist, wie in Fig. 1 gezeichnet.

Tatsächlich sehen wir dann, daß E_2 als Funktion der Entfernung a zuerst stark zunimmt, bis bei ca. 500 km (bei dieser angenommenen Schichthöhe) ein Maximum erreicht ist, wonach E_2 langsam abnimmt.

Darüber ist die Funktion $E_2 = K\frac{1}{a}$ gezeichnet, die in einer

flachen Ebene gelten würde, falls wir uns die Energieübertragung mittelst Raumwellen denken.

Wo für Empfang in 0_1 der benutzte Strahl Z-6-0_1 horizontal austritt und einfällt, geben beide Funktionen für 0_1 denselben Wert.

Wir sehen daher, daß für noch größere Entfernungen, welche aber nur durch wiederholte Reflexion des Strahles Z'-6-0_1-0_2 zu überbrücken sind (die anderen werden durch die Erde abgefangen), E_2 umgekehrt der Entfernung allmählich abnimmt. (Also in 0_2 ist E_2 halb so groß als in 0_1),

Vom Punkte, wo die maximale Lautstärke erhalten wird (hier 500 km) bis 0_1 nimmt, wie die Fig. 2 zeigt, die erregte EMK. bedeutend weniger schnell ab als nach Formel $E_2 = K\frac{1}{a}$.

Durch die Übertragung mittelst reflektierender Strahlen nimmt also die Lautstärke erst stark zu, hernach mit wachsender Entfernung nur sehr wenig ab. Bei der hier oben gefolgerten Anschauung geht man nun aber von der Annahme aus, daß die Raumstrahlen nur gegen die obere Schicht, nicht aber gegen die Erde reflektiert werden. Es ist aber sehr wohl möglich, daß z. B. ein Strahl Z-4, welcher durch Reflexion die Erde bei 4′ erreicht, abermals nach oben reflektiert wird und dann wieder zurück zur Erde (0_1 punktierte Linie Fig. 1) usw., so daß die Lautstärke, erzeugt in einem Punkt, nicht ausschließlich die Folge ist von einem nur ein einziges Mal reflektierten Strahle, sondern von der Summe aller derjenigen Strahlen, welche ungeradzahligmal reflektiert, den betrachteten Punkt erreichen können. Es ist tatsächlich möglich, daß solches geschieht, z. B. über Meer, oder flachem Gelände mit bequem erreichbarem flachen Grundwasserspiegel. Jedoch werden die zusätzlichen Strahlen, im Vergleich zum erst betrachteten Hauptstrahl, bedeutend weniger kräftig sein, und zwar weil:

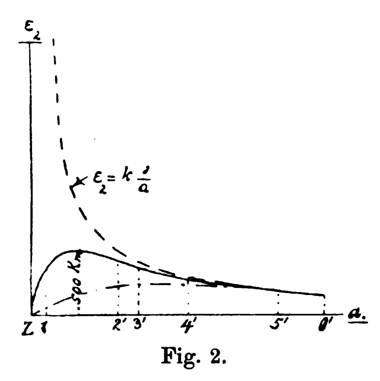


Fig. 2.

1. der vom Zusatzstrahl durchlaufene Weg länger ist, je nachdem der Strahl zwischen denselben zwei Punkten mehrmals reflektiert wurde.

2. der Aus- und Einfallswinkel ungünstiger ist, je nachdem der Strahl, welcher dieselben zwei Punkte verbindet, mehrmals reflektiert wurde; der Strahl muß dazu steiler ausgehen.

3. die Aussicht auf totale Reflexion bei den mehrmals reflektierten Strahlen an beiden Flächen geringer wird, da durch den größeren Einfallswinkel die Aussicht auf Brechung vermehrt, die auf totale Reflexion aber vermindert wird.

4. jedesmal, wenn der Strahl reflektiert wird, Arbeit verloren geht, sei es infolge teilweiser Brechung, sei es durch Absorption (Übergang in Wärme oder andere Energieform). Die Aussicht, es mit mehreren zusätzlichen Strahlen zu tun zu haben, ist daher nicht sehr groß, bleibt aber bestehen, besonders für lange Verbindungen, wofür, was den ersten zusätzlichen Strahl betrifft (dreimalige Reflexion), noch die günstigsten Daseinsbedingungen bestehen. Die unter 1—4 genannten ungünstigen Verhältnisse bestehen in diesem Falle am wenigsten. Nun müssen wir aber bedenken, daß infolge eines Unterschiedes in dem von beiden Strahlen durchlaufenen Weg im allgemeinen eine Phasenverschiebung für beide Strahlen entstehen muß, so daß wir mit Interferenzerscheinung zu rechnen haben. Diese Erscheinungen werden beim Betrieb mit gedämpften Wellen, mit einigem Zwischenraum zwischen zwei aufeinanderfolgende Schwingungsgruppen, nicht merklich auftreten können, so daß wir annehmen können, es hier praktisch nur mit dem Hauptstrahl zu tun zu haben. Anders ist es aber beim Betrieb mit Sendern, welche mit ungedämpften Wellen arbeiten; hier könnte sich diese Interferenzwirkung merkbar machen, und dies mag die Erklärung sein für die Erscheinung, von Austin und de Forest wahrgenommen, daß nachts eine kleine Änderung der Wellenlänge die Empfangslautstärke stark beeinflussen kann.

Ist der Unterschied des von beiden Strahlen durchlaufenen Weges eine ganze Anzahl Wellenlängen, so sind beide eintreffende Wellen in Phase, verstärken einander daher (maximale Lautstärke). Ändert man jedoch die Wellenlänge um ein Geringes, dermaßen, daß derselbe Wegunterschied übereinstimmt mit einem ungeraden Vielfachen der halben Wellenlänge, so schwächen sich beide Schwingungen (minimale Lautstärke). Es läßt sich daher sehr gut verstehen, daß eine geringe Änderung der Wellenlänge genügt, um vom günstigsten Falle in den ungünstigsten zu geraten. Der Unterschied zwischen dem durchlaufenen Weg für den Haupt- und ersten additionellen Strahl zwischen dem Punkte Z und 0_1 (Fig. 1) ist, wie man aus der Figur nachmessen kann, ca. 160 km. Nehmen wir z. B. an, daß wir die Maximallautstärke erhalten, wenn wir mit einer Welleulänge von 1 km = 1000 m arbeiten (da der Entfernungsunterschied in diesem Falle = 320 halbe Wellenlängen ist), so erhalten wir die minimale Lautstärke für eine Wellen-

länge, für welche die Entfernung von 150 km 319 oder 321 halbe Wellenlängen darstellt ($\lambda = 1003$ resp. 997 m).

Eine Änderung von drei pro Mille der Wellenlänge bedingt also schon eine Schwankung der Lautstärke von einem Minimum zu einem Maximum und umgekehrt[1]). Es ist daher eine erfreuliche Tatsache, daß auch die oben behandelte Erscheinung, von Austin und Forest wahrgenommen, in dieser Weise erklärt werden kann und meine Anschauungsweise stützt. Wie bereits erwähnt, kann die Interferenzerscheinung bei den Tonsendern, arbeitend mit gedämpften Wellen, schwerlich auftreten, obwohl vielleicht ein Teil der Veränderlichkeit der Nachtlautstärke darauf zurückzuführen wäre.

Der Hauptstrahl reflektiert auf einer ganz anderen Stelle der Oberfläche als der additionelle. Ist nun die Spiegelfläche, elektrisch gesprochen, in Bewegung, was nicht zu bezweifeln ist, so wird diese Bewegung auf den drei Punkten, wo Reflexion stattfindet, ganz und gar verschieden sein; der Anteil beider Komponenten in der empfangenen Lautstärke wechselt daher immer. Die Beweglichkeit der reflektierenden Oberfläche, welche der Grund einer gewissen Art von Luftstörungen sein muß, ist gleichfalls der Hauptgrund der Veränderlichkeit der Nachtlautstärke. Es ist dann auch zweifellos festgestellt, daß die größeren Reichweiten erzielt werden (Reflexion am besten), wenn nachts die atmosphärischen Störungen am geringsten sind (die oberen Schichten sind dann in Ruhe). Beachten wir also allein den Hauptstrahl, so sehen wir, daß am Punkte 0_1 (Fig. 1) vorüber Nachtverbindung nur möglich ist infolge des horizontal ausgehenden Strahles Z-6-0_1-C-0_2 usw.

Die übrigen unter Elevation ausgehenden Strahlen 1—5 haben alle bereits die Erde bei 1′-5′ erreicht, und werden da absorbiert, falls man annimmt, daß sie nicht mehr zur Höhe empor reflektiert werden. Die Folge davon ist, daß zwischen 0_1 und 0_2 kein einziger Strahl die Erde mehr erreichen kann. Hier muß deshalb eine stille Zone bestehen.

Tatsächlich wird nun meine Theorie durch die Resultate der Praxis in den Tropen bestätigt, da gewöhnlich nachts die Entfernung Aiermelek—Oiba (Z-6′) sehr gut überbrückt werden konnte, die Verbindung bis zu dem nur wenig weiter entfernten Punkte 7′ (Noesanivé) dagegen niemals gelang und nur ein einziges Mal in umgekehrter

---

1) In dieser Weise wäre es möglich, die Höhe der Heaviside-Schicht genau zu bestimmen.

Richtung überbrückt wurde, obwohl beide Stationen schon verschiedene Jahre arbeiten. Nach meiner Meinung ist diese einmalige Ausnahme nur dadurch zu erklären, daß in dieser Ausnahmenacht die Spiegelschicht etwas höher gelegen war als gewöhnlich (dazu ist nur ein kleiner Unterschied nötig), oder daß ein dreimal reflektierter Strahl die Verbindung unter ganz besonders günstiger Existenzbedingung besorgte.

Da beide Stationen schon jahrelang im Betrieb sind, kann man dieses Resultat ruhig als Beweis dafür annehmen, daß gewöhnlich hier (d. h. bei 7') die stille Zone schon erreicht wurde. In dieser Entfernung (etwas über 3000 km) hören auch alle Nachtrekords der Aiermelekstation, welche mit Schiffsstationen arbeitet, auf, bis man plötzlich in einer sehr großen Entfernung von 5500 km sehr gute Nachtverbindungen erhält. Daher ist in dieser Entfernung gewöhnlich die stille Zone wieder überschritten (Punkt 0_2, Fig. 1). Ich konnte dann auch keinen besseren Beweis für die Reflexionstheorie erhoffen als das Bestehen dieser stillen Zone und die bewiesene Lautstärkeverbesserung nachts mit zunehmender Entfernnng. Es war mein fester Entschluß — welcher leider durch den Krieg vereitelt wurde — auf meiner Reise von Indien nach Europa die weiteren, regelmäßig auftretenden stillen Zonen festzulegen, wodurch es mir ermöglicht worden wäre, die Höhe der reflektierenden Schicht genau zu bestimmen. Eine weitere Bestätigung dieser Auschauungsweise ist nun gleichfalls die in der Fachliteratur bekannte „freak"-Nachtverbindung (z. B. s. Jahrbuch Bd. 7, 1913, S. 201) einer Schiffsstation etwas außerhalb der Bucht von Melbourne mit der Küstenstation auf der Cocosinsel (ca. 6000 km), wo beiderseits mit nur 1,5 KW. gearbeitet wurde. Daß man sich dazu ein wenig außerhalb der Bucht begeben mußte, war selbstverständlich nötig, um das Abfangen der Raumwellen durch das Gebirge zu verhindern. Diese unerklärlich scheinende regelmäßige Verbindung wird nun im Lichte meiner Theorie erklärlich; man befindet sich dann nämlich in 0_2 (Fig. 1) und ist also an der ersten stillen Zone (wo man keine Verbindung erhält) schon vorüber. Tatsächlich erhielt man dann auch in geringerer Entfernung keine Verbindung. Der Erfolg, der schon einige Male gelungenen Nachtverbindung Nauen—Aiermelek (Sabang), wobei in Europa mit ca. 100 KW. und langer Wellenlänge (ca. 7000 m) gegeben wurde, muß vermutlich dem Umstand zugeschrieben werden, daß bei der dann überbrückten Entfernung (9450 km) die zweite zwischen 0_2 und 0_3 befindliche stille Zone beendet ist, und man sich daher nahe bei 0_3 befindet. Die Kenntnis

der Begrenzungspunkte von diesen verschiedenen Zonen hat nun den weiteren Nutzen, daß wir die Höhe der reflektierenden Schicht annähernd bestimmen können. Wie die Schicht in Fig. 1 eingezeichnet ist, herrscht die stille Zone, von 0_1 bis 0_2, so daß 6′ und 6″ schon teilweise, 7′ aber schon gänzlich darin liegen. — Wie vorher schon gesagt, war nun in 6′ und 6″ Verbindung da, nicht aber in 7′. Nehmen wir nun als erste Begrenzung an, daß die stille Zone unmittelbar hinter 6′ anfangen sollte, z. B. in einer Entfernung von **3600** km von Z, dann würde sie erst enden in 7200 km (da $Z\,0_1 = 0_1\,0_2$ ist), so daß der Punkt 6″ noch ganz in der stillen Zone liegen müßte. Es kann nun bequem bewiesen werden, daß die Höhe der Schicht:

$$h = R\left(1 + \sec \cdot \frac{\beta}{2}\right) \text{ ist}$$

wenn R = der Erdradius und

$$\beta = \text{der Mittelpunktswinkel } Z\,0_1 \text{ oder } 0_1\,0_2 \text{ ist}$$

wenn wir also a = 3600 km oder

$$\beta = \frac{180 \cdot a}{\pi R} = 32^0\,30'$$

So wird $h = 267$ km.

Nehmen wir dagegen als zweiten Grenzfall 0_2 in 6″ an, also 0_1 auf 2750 km von Z, so daß nun 6′ ganz im stillen Sektor liegen würde, so ließe sich $h = 152{,}5$ km berechnen.

Die reflektierende Schicht muß dann zwischen diesen beiden Grenzwerten liegen, und wir können uns denken, daß sich entweder diese Schicht tatsächlich zwischen diesen Grenzen bewegt (die Verbindungen Z6′ und 6″ wurden nicht am selben Tage überbrückt), oder daß die Schicht in einer Höhe, welche sich zwischen diesen beiden Grenzwerten befindet, dauernd gelegen ist, wobei die Strahlen auch nachts nicht absolut gerade anzunehmen sind, sondern ein wenig gekrümmt, wodurch, wenn die eingezeichneten Punkte bei 0_1 und 0_2 in Fig. 1 die richtigen Begrenzungspunkte der stillen Zone sind, der Strahl noch genug Krümmung besitzt, um sich in 6′ und 6″ noch merkbar zu machen. Ich bin geneigt, letzteres anzunehmen, da die erste Annahme wichtige Höheschwankungen in der oberen Schicht bedingen würden.

Die beiden Grenzwerte h = **267** und h = **152,5** km bedingen nun eine mittlere Höhe von **210** km, andererseits bedingen die ge-

nannten Verbindungen Melbourne—Cocos und Nauen—Sabang beide eine Schichthöhe von ungefähr 197,2 km. Die Reflexionsschicht muß sich daher in rund 200 km Höhe befinden.

Nun ist es ein ganz erfreuliches Zeichen, daß man in der Nähe dieser Gegend, begründet auf Erscheinungen vom Nordlicht, eine solche Schicht erwartet, und zwar in ca. 180 km Höhe. Der Beweis der Existenz dieser Schicht (Schicht von Heaviside) ist hiermit also als geliefert zu betrachten. Es hat sich auch als notwendig herausgestellt, diese Schicht als bestehend anzunehmen, um eine zusagende Erklärung zu finden für eine der verschiedenen Kategorien luftelektrischer Störungen, wobei sich der Tages- und Jahresverlauf dieser luftelektrischen Störungen analog gestaltet[1]) wie der tägliche und jährliche Verlauf der Abweichungen in dem Erdmagnetismus, welch letzte Erscheinung wiederum mit dem Nordlicht zusammenhängt. Erscheinungen auf dreierlei Gebieten weisen übereinstimmend auf das Bestehen dieser Schicht hin, so daß die Existenz nicht bezweifelt zu werden braucht. Es freut mich, die Höhe dieser Schicht fixiert haben zu können. Leider konnten die beabsichtigten Versuche zu einer genaueren Annäherung nicht stattfinden wegen des Kriegszustandes. Der Weg, auf dem man weiterschreiten kann, ist jedoch angedeutet (vgl. auch Fußnote S. 28). Es wäre sehr zu empfehlen, diese Versuche nicht mit zu starken Sendern auszuführen, weil sonst die mehrfach reflektierten Strahlen zu kräftig werden und in die stille Zone dadurch merkbar eindringen könnten, wodurch die Grenzen nicht scharf genug ausfallen würden. Nach dieser Erklärung ist es wünschenswert, noch einige Punkte zu behandeln, und zwar:

a) Bei der Betrachtung des Versuches zwischen Noesanivé und I. M. Panzer Tromp wurde erklärt, daß nachtsüber Verbindung unmöglich war, da durch die zwischenliegenden Berge der nicht merklich sich biegende Raumstrahl die Empfangsstation nicht erreichen konnte. Es müßte aber nach dem Vorstehenden möglich sein, daß ein beinahe vertikaler Strahl nach Reflexion gegen die obere Schicht die Verbindung zustande bringt (Strahl $Z1'$ in Fig. 1).

Wie ungünstig dieser Strahl denn auch ausgeht, muß die erzeugte EMK. nach der berechneten Charakteristik, Fig. 2, doch noch gerade so kräftig sein wie für einen Punkt zwischen $3'$ und $4'$, wo gute Nachtverbindung bestand. Aus der Lautabwesenheit bei obengenannter kurzer Verbindung muß die Schlußfolgerung gezogen werden,

1) Hierüber in einer nächsten Abhandlung.

daß die berechnete Charakteristik nicht mit der Praxis in Einklang sein kann. Dies darf auch nicht erwartet werden, da bei der Berechnung dieser Charakteristik angenommen wurde, daß für jeden Einfallswinkel totale Reflexion des Raumstrahles auf der spiegelnden Oberfläche stattfindet. Dies darf ruhig bezweifelt werden; wir brauchen nur Fig. 3 anzusehen, welche die Verbindung Noesanivé—Tromp in genauem Maßstab widergibt, um zu verstehen, daß der aufsteigende Strahl X größtenteils ins höhere Medium gebrochen übergeht (Y) und nur für einen kleinen Teil reflektiert werden würde (Z), so daß die empfangene Energie nicht genügt, um das Telephon zu erregen. Je flacher der Strahl

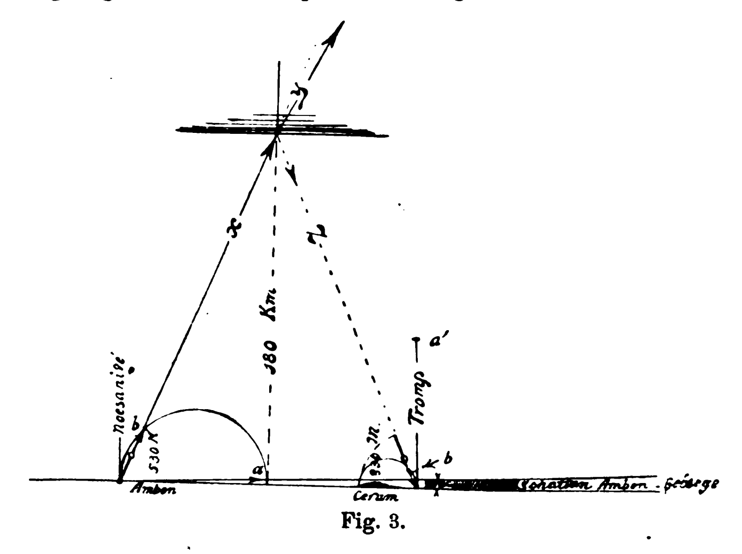


Fig. 3.

einfällt, desto größer also der Anteil von Z, und um so kleiner ist der von Y, so daß sich die Maximallautstärke, welche für die berechnete Kurve bei 500 km lag, in der Praxis nach einer größeren Entfernung verschiebt. Diese Verschiebung kann unmöglich berechnet werden, weil wir den Brechungsindex zwischen beiden Medien beiderseits der Schicht nicht kennen, die Tatsache aber, daß die Lautstärke in der Praxis in 2′ weniger war als in 3′ oder 4′, als richtig annehmend (Lautstärke wächst in Indien nachts mit der Entfernung), wird der Verlauf etwa derjenige sein, welcher durch die Linie -.-.-.-.- in Fig. 3 angegeben wird. Bei größeren Entfernungen (5′ und 0′) darf jedoch angenommen werden, daß totale Reflexion mit Sicherheit stattfindet.

b) Hiermit ist zugleich die Erklärung für einen quantitativen Unterschied gefunden, welcher noch auftrat zwischen der berechneten Kurve $E_2 = f(a)$ (Fig. 3) und der Praxis. Wohl nahm E_2 mit der Entfernung sehr stark zu, jedoch ergab sich das berechnete Maximum bereits bei **500** km, während die Praxis anzeigte, daß nachts die Verbindung Oiba—Noesanivé (890 km) schlechter war als die Verbindung Landangan—Oiba (1090 km), welche wieder gewöhnlich durch die Landangan—Noesanivéverbindung übertroffen wurde (1620 km). Die Lautstärkesteigerung dauerte daher zwischen **1090** und **1620** km noch immer fort.

Durch die besser werdende Reflexion gegen die obere Schicht mit der Entfernung, welche Funktion bei der theoretischen Linie nicht mit berechnet wurde, findet diese Erscheinung genügende Erklärung (-.-.-.- Linie Fig. 3). Das Problem der Nachtverbindung kann nach dem oben behandelten kein Problem mehr genannt werden; ich glaube die vollständige Lösung, genügend durch Beweise gestützt, erbracht zu haben.

Absichtlich sind hier bei den Betrachtungen über Nachtverbindungen keine bestimmten Meßwerte angegeben. Die veränderliche Lautstärke nachtsüber (innerhalb einer Sekunde variierte die Lautstärke um das Tausendfache) machte genaue Messungen unmöglich.

Die Messungen können durch die fortwährend anwesenden, sehr kräftigen Luftstörungen nur mittelst des Parallel-Ohm-Verfahrens geschehen, ohne Anspruch auf Genauigkeit zu erheben, und es wurde nachts daher sehr wenig gemessen. Wegen Personalmangel war es dabei unmöglich, die Versuche alle 24 Stunden hindurch abzuhalten, so daß gewöhnlich nur Anfang und Ende der Nacht untersucht wurden, nur wenige Male untersuchte man die ganze Nacht hindurch. — Diese wenigen Messungen bestätigen aber nur die launenhafte ungesetzliche Nachtlautstärkeänderung, die nur zu sehr auf Reflexion gegen eine unruhige Schicht hinweist. Daß die Erfahrungen trotzdem hinreichend waren zum Aufstellen obengenannter Gesetze, hat seinen Grund einmal in der Tatsache, daß man während den schlechten Jahreszeiten darauf angewiesen war, immer bis zur späten Nachtstunde weiter zu arbeiten, um die vorliegenden Telegramme, welche tagsüber wegen mangelhafter Verbindung nicht aufgearbeitet werden konnten, zu erledigen, wobei auch, ohne zu messen, ein gutes allgemeines Urteil erzielt werden konnte, während andererseits die Resultate der Aiermelek-(Sabangstation), welche Tag und Nacht mit Schiffen arbeitet, gleichfalls zur Verfügung standen. Es muß nun darauf hingewiesen werden, daß man nicht er-

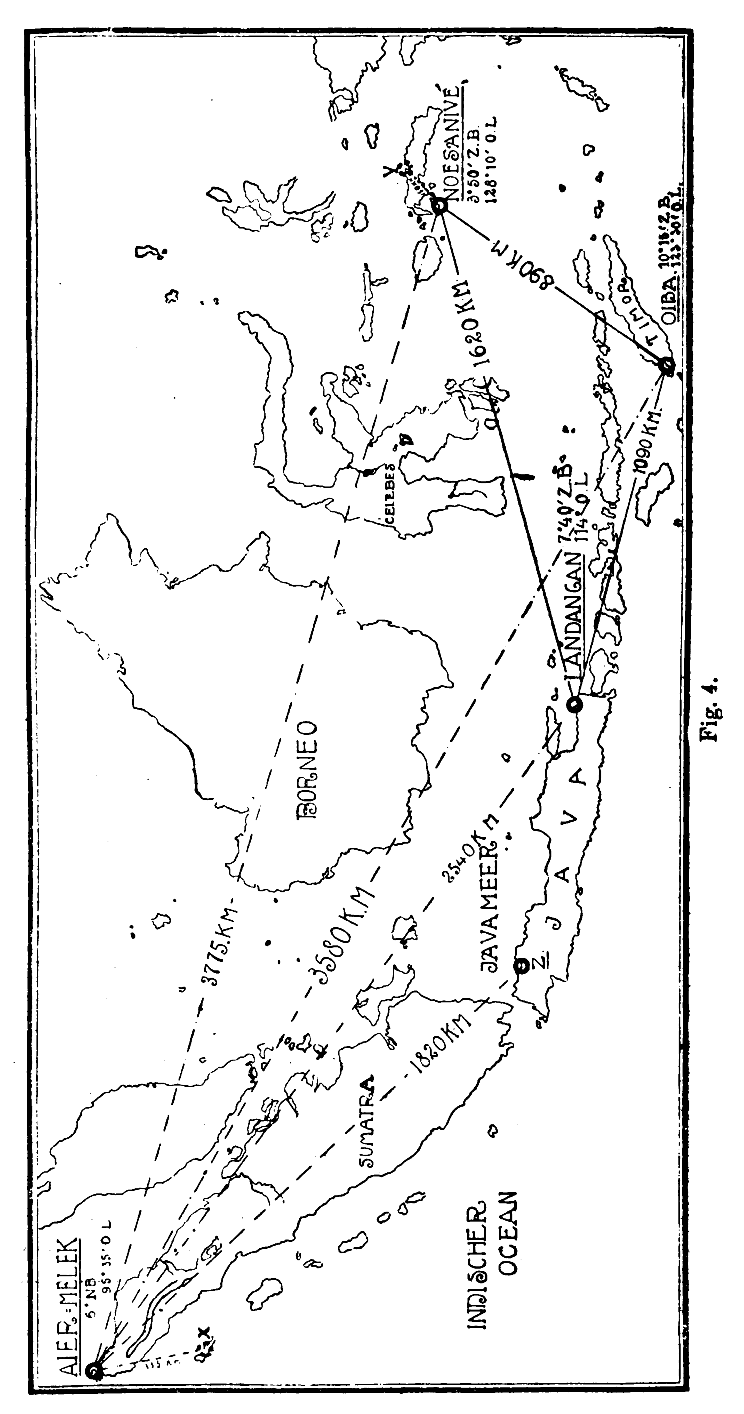

AJER-MELEK
5° NB
95°35' O.L
INDISCHER OCEAN
SUMATRA
1820 KM
3775 KM
3580 KM
2540 KM
JAVAMEER
J A V A
BORNEO
CELEBES
LANDANGAN
7°40' Z.B.
114° O.L
1620 KM
890 KM
1090 KM
NOESANIVE
3°50' Z.B.
128°10' O.L
OIBA
TIMOR

Fig. 4.

warten darf, in Europa eine vollständige Bestätigung des hier Dargestellten zu erhalten, und zwar hauptsächlich wegen des Umstandes, daß in den Tropen die oberen Schichten stärker ausgeprägt sind als in Europa, wo im allgemeinen die Luftschichten oft in starker Bewegung gehalten werden.

Es darf als bekannt vorausgesetzt werden im Einklang mit Obigem, daß in den Tropen fast jede Nacht auftritt, was in Europa gelegentlich auftritt und als freak-Verbindungen bezeichnet wird.

Für Europa bezieht sich meine obige Abhandlung daher hauptsächlich nur auf solche Freakverbindungen. Nachtverbindungen über **6000** km für eine $2^1/_2$ KW.-Station mit einer Wellenlänge von nur 600 m arbeitend, ist in den Tropen etwas Alltägliches. Auch die Tagesverbindung gestaltet sich dort ganz abnormal, worüber ich ein anderes Mal berichten werde.

(Eingesandt 18. August 1916.)

Adresse des Autors: Regierungsingenieur Dr. C. J. de Groot, Gouv. Post-Telegraaf-en Telefoondfenst Technische Dienst 3. Hoofdbureau Batavia (Ned. O. Indie.)

Die Fortpflanzung elektrischer Wellen auf der Oberfläche der Erde und die ionisierte Schicht der Atmosphäre.

Von **H. Nagaoka.** [1])

Die Hypothese einer ionisierten reflektierenden Schicht scheint zuerst im Jahre 1893 von Fitzgerald und ohne Hinweise auf irgendwelche Ursache der Ionisierung im Jahre 1902 von O. Heaviside aufgestellt worden zu sein. A. E. Kennelly und andere Forscher haben im Jahre 1902 diese Hypothese benutzt, um die drahtlose Telegraphie auf große Entfernungen zu erklären. Ihre Erklärung ging dahin, daß die Wellen zwischen der ionisierten Schicht und der Erde ohne großen Energieverlust, wie er bei Wellen im Weltraume eintreten würde, wandern sollten. In der vorliegenden Arbeit beabsichtige ich, denselben Gedanken zu entwickeln. Nimmt man eine teilweise Reflexion als möglich an, so vermag man allgemein die Probleme des

1) Auszug aus einer Veröffentlichung in „La Revue Générale des Sciences“.

Sonnenauf- und -unterganges bei der Signalgebung sowie der Übermittelung längs des Meridians oder quer zu diesem und das Vorhandensein atmosphärischer Störungen zu erklären.

Das Vorhandensein einer solchen Fläche und das beständige Auffangen ionisierender Teilchen scheinen durch die Arbeiten und die Versuche von Birkeland, Störmer und Arrhenius erwiesen zu sein. So widersinnig dies auch erscheinen mag, ist doch dieses Bombardement der Erdatmosphäre bei Tag und bei Nacht nicht stark voneinander verschieden.

Wir haben gute Gründe zu der Annahme, daß die Ionisierung der Atmosphäre durch ultraviolette Strahlen in Höhen von mehr als 10 km stattfindet. Die Ballonbeobachtungen von Wigand scheinen darauf hinzuweisen, daß ein Maximum der Ionisierung in mehr als 9 km Höhe vorhanden ist. Wahrscheinlich erreicht die Ionisierung einen Höchstwert und nimmt alsdann ab. Die Fläche der maximalen Ionisierung durch ultraviolette Strahlen ist auf ungefähr 50 km geschätzt worden, wo der Druck etwas weniger als 1 mm beträgt und dem Druck für das Mindestpotential bei gewöhnlichen Versuchen über Funkenentladung in Vakuumröhren entspricht.

Diese Fläche liegt in der Stratosphäre, nicht weit von der Wasserstoffschicht, und das Gebiet, in welchem die Teilchen gefangen werden, liegt wahrscheinlich in der Wasserstoffsphäre (dem Geoconium Wegeners) und besteht in einer Höhe von 200 bis 500 km. Norwegische Beobachtungen und Messungen beweisen, daß die Nordlichtentladungen in dieser Höhe vor sich gehen. Da die ultraviolette Ionisierung auf ein verhältnismäßig niedriges Gebiet beschränkt ist, muß sich die Wirkung besonders bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang fühlbar machen. Die Ionisierung der Atmosphäre wird demnach durch diese zwei Ursachen bestimmt.

Das Vorhandensein einer derartigen Fläche muß sowohl eine Absorption als eine Reflexion der auftreffenden Wellen hervorrufen. Die Reflexion muß jener des Schalles an Dunst- oder Nebelwolken analog sein und einer Art rings um die Erde laufenden „Flüstergallerie" ähnlich sein. Wenn wir auch den Durchlässigkeitskoeffizienten der Schicht für die Wellen nicht kennen, muß doch das Gesetz für den Energieverlust, nämlich umgekehrt proportional der Entfernung, mit großer Annäheruug gelten. Wenn wir annehmen, daß sich die reflektierende Schicht in einer Entfernung von 20 bis 30 Wellenlängen befindet, so wird die Art der Fortpflanzung um die Krümmung der Erde eine sehr verwickelte infolge der vielfachen Reflexionen zwischen der Schicht

und der Erde, und wir haben es mit einem Problem zu tun, das sich weder durch Beugung, noch durch Oberflächenwellen, noch durch höhere Geschwindigkeit der Wellen in den oberen Schichten der Atmosphäre leicht erklären läßt. Machen wir uns die eingangs kurz umrissene Anschauung von der Ionisierung zu eigen, so wird der Einfluß des Sonnenaufgangs und des Sonnenuntergangs durch die Fig. 1 und 2 dargestellt. In der ausführlichen Veröffentlichung werden noch zwei weitere Abbildungen wiedergegeben, welche den Einfluß des Sonnenauf- und Sonnenuntergangs zeigen und im allgemeinen mit denen übereinstimmen, die Marconi für die Nachrichtenübermittelung über den Atlantischen Ozean angegeben hat. Der Verfasser legt dar, daß wenn wir eine Schicht bei Tage in verhältnismäßig geringer Höhe annehmen, daß diese dann meteorologischen Störungen aller Art ausgesetzt ist.

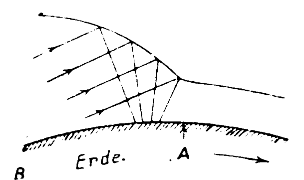


Fig. 1. Sonnenaufgang.

Fig. 2. Sonnenuntergang.

Vielleicht verursacht das Vorhandensein von Falten und Runzeln Beugung, und er zieht deshalb vor, mit langen Wellen zu arbeiten. Bei Nacht ist das Wesen des Einfangens von Teilchen verwickelt, wie dies Störmer gezeigt hat, und die Falten haben dann weit größere Abmessungen als bei Tage. Wenn eine ionisierende Schicht vorhanden ist, so sind die Bedingungen für eine günstigste Wellenlänge gegeben. Bei einer runzeligen Fläche in sehr hohen Gebieten, die teilweise unter dem Einfluß der Erddrehung steht, müssen schwache Maxima und Minima miteinander abwechseln. Die äquatoriale Zone der Erdatmosphäre ist nicht annähernd so kompliziert wie jene der höheren Breiten, wo die Nähe der Nordlichtbanden auftritt. Da der Querschnitt der reflektierenden Schicht sich nicht plötzlich mit der Krümmung verändert, muß es viel leichter sein, Signale von Norden nach Süden zu geben als von Osten nach Westen. Gegenwärtig vermögen wir zu keiner sicheren Schlußfolgerung hinsichtlich der Änderung mit der Jahreszeit zu gelangen.

Nach H. Ebert haben die elektrischen Schwingungen der Sonne eine Periode von $6^1/_2$ Sekunden, und während der Perioden der Sonnen-

tätigkeit ist die elektrische Erregung der Sonne imstande, Wellen in das Weltall hinauszusenden. Wenn es möglich wäre, den Durchgang derartiger Wellen durch die ionisierte Schicht zu beobachten, würde damit viel Licht über unsere Kenntnis von der Ionisierung der Atmosphäre verbreitet werden. Der Einfluß von Sonnenfinsternissen läßt sich in ähnlicher einfacher Weise erklären. Die ionisierte Schicht er-

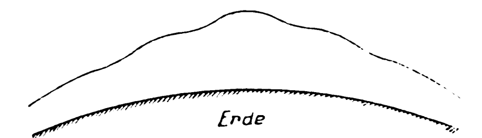


Fig. 3. Wirkung der Sonnenfinsternis.

hebt sich allmählich in die höheren Gebiete, gerade wenn die Totalität erreicht wird. Offenbar wird die Stärke der Signale bei Beginn der Finsternis geschwächt werden, ein Maximum erreichen und dann wiederum abnehmen. Wenn wir die Ergebnisse derartiger Beobachtungen betrachten, müssen wir indessen notwendig berücksichtigen, daß sie nicht durch irgendwelche andere elektrische Störung in der Atmosphäre verschleiert sein dürfen.

(Nach Electrician **76**, 741, 1916 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 20. August 1916.)

Messungen über die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen an der Erdoberfläche.

Von **O. Demmler.**[1])
(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

1. Einleitung.

Um die Länge elektrischer Wellen zu messen, benutzt man nach dem Vorgang von Lecher und Drude[2]) stehende Wellen auf Drähten. Solche Messungen liegen unter anderem auch der Eichung der Wellen-

1) Nach Archiv f. Elektrot. Bd. 3, Heft 3/4, 1914. Verlag Julius Springer, Berlin.

2) P. Drude, Ann. Phys. 9, 614, 1902.

messer durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt zugrunde.[1]) Hierbei muß man sich einer Paralleldrahtleitung bedienen, um den Einfluß der Umgebung auszuschalten. Bei der vorliegenden Untersuchung sollte dieser Einfluß festgestellt werden, nämlich die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Beschaffenheit der Erdoberfläche.

2. Versuchsanordnung.

Zu diesem Zwecke wurden in der Gegend von Neu-Strelitz zwei Paralleldrähte aus Bronze von 1,5 mm Durchmesser und je 940 m Länge ausgespannt (Fig. 1a). Sie wurden mit Bindfaden an Porzellan-

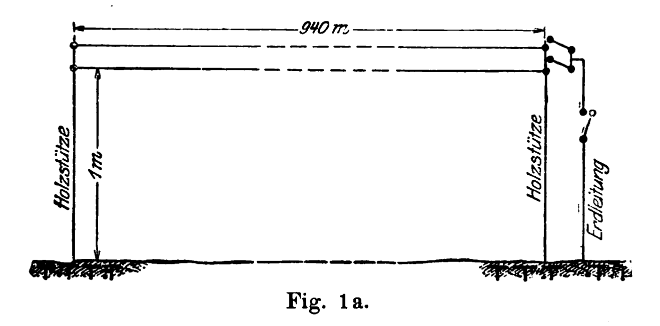


Fig. 1a.

rollen gebunden, die senkrecht übereinander mit einem Abstande von 10 cm an 1 m hohen Holzstützen befestigt waren. Die Holzstützen wurden in 20 m Entfernung voneinander in gerader Linie aufgestellt.

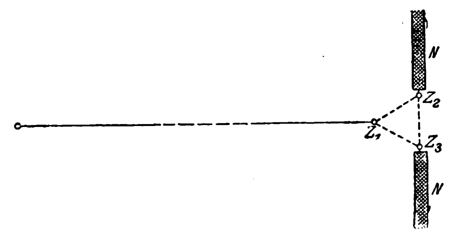


Fig. 1b.

Um eine gute Erdleitung zu erhalten, wurden drei 25 cm breite Zinkblechstreifen Z von 1,5 m Länge senkrecht in die Erde so eingegraben, daß sie in die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks zu liegen kamen, dessen Seiten 4 m lang waren. Die Zinkbleche reichten ins

1) Dießelhorst, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1, 262, 1907.

Grundwasser und waren durch Kupferband miteinander verbunden. Das eine Zinkblech Z_1 war mit Anschlüssen versehen und ragte ungefähr 1 m aus der Erde hervor; mit dem oberen Teil war es auf einem Brett befestigt. Dieser Erdanschluß wurde noch durch zwei Drahtnetze N von 25 m Länge und 1 m Breite verbessert, die an die äußersten Zinkbleche angelötet waren (Fig. 1b). Der erste Teil der Drähte, 220 m, führte über einen Sandhügel, der Rest über eine moorige Ebene (Fig. 2).

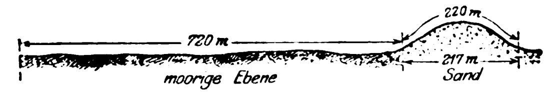


Fig. 2.

Über dem einen Ende der Leitungen, wo die Erdleitung sich befand, war ein Zelt aufgeschlagen, in dem die Messungen ausgeführt wurden. Zur Erregung von Schwingungen auf der Leitung diente ein magnetisch mit ihr gekoppelter, im Zelt aufgestellter Hahnemann-Wellenmesser, der mit Summer betrieben wurde. Dieser Wellenmesser war deshalb sehr geeignet, weil seine Kapazität klein ist, und dadurch eine große Abstimmschärfe erzielt wird. Lose magnetische Koppelung zwischen dem Erregerkreis und den Paralleldrähten genügte, um im Resonanzfalle Schwingungen auf den Drähten zu erzeugen, die stark genug waren, mit einem aperiodischen Detektorkreis wahrgenommen werden zu können. Dieser bestand aus 12 Windungen umsponnenen Drahtes, die auf einem Brett von 50 × 70 cm angebracht waren, einem Glimmerkondensator von 2500 cm Kapazität und einem regulierbaren Bleiglanzdetektor. Paralell zum Kondensator lag der Fernhörer.

Wellenmesser und Detektorkreis wurden in der Nähe der Drahtleitungen so aufgestellt, daß der Wellenmesser den Detektorkreis nicht erregte, daß jedoch die Drahtleitungen mit dem Wellenmesser und dem Detektorkreis genügend gekoppelt waren.

3. Meßmethode.

Mit der 940-m-Leitung wurde die Eichung des Wellenmessers verglichen. An dem einen Ende waren dabei die Drähte frei, am anderen, im Zelte, überbrückt, und es wurden durch geeignete Stellung der Wellenmesserspule W (Fig. 3a) Schwingungsvorgänge hervorgerufen, die für die beiden Drähte entgegengesetzte Phase haben.

Die Drahtleitung wurde mit dem Wellenmesser erregt und zunächst die Grundschwingung, die bei $\lambda = 3760$ m liegen mußte, ge-

messen. Dann wurde der Wellenmesser verstellt, und es bestand bei mehreren Einstellungen Resonanz zwischen Drahtleitung und Wellenmesser entsprechend den Oberschwingungen der Leitung. Bei sämtlichen Beobachtungen ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen den aus der Drahtlänge berechneten und dem gemessenen, aus der Eichkurve abgelesenen Werten der Wellenlängen.

Die Erregung war bei diesem Versuche sehr schwach, und die Beobachtung sehr mühsam; deshalb wurden die Drähte für die Hauptversuche auf 540 m verkürzt.

Zunächst wurde wiederum nur das Ende im Zelt überbrückt, während die Drähte an den Außenenden frei waren. Somit konnte jeder für sich in ungeraden Vielfachen von Viertelwellen schwingen, und es ergaben sich die 1., 3., 5. usw. Oberschwingung. In diesem

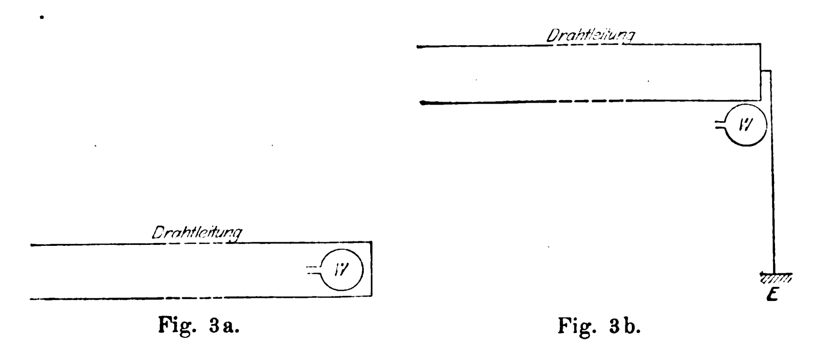


Fig. 3a. Fig. 3b.

Falle ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c gleich $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec. Dann wurden die Leitungen an willkürlichen Stellen überbrückt und im Zelt mit der Erdleitung verbunden. Nunmehr schwingen bei geeigneter Lage der Wellenmesserspule W (Fig. 3b) beide Drähte in gleicher Phase wie ein Draht, dessen inneres Ende geerdet ist, und zwar wiederum in der Form ungerader Vielfacher von Viertelwellenlängen.

Während vorher die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec war, liegt sie jetzt zwischen $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot 3 \cdot 10^{10}$ und $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec, wobei ε die Dielektrizitätskonstante des Erdreichs ist. Es war zu erwarten, daß bei gleicher Länge die Schwingungsdauer T größer wurde. Die gemessenen Wellenlängen ergaben in der Tat zu große Werte.

Man kann das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen an der Erdoberfläche,

Tabelle 1.

Die Drähte schwingen als Paralleldrähte		Beide Drähte schwingen wie ein Draht, dessen eines Ende geerdet		λ_m berechnet
Einstellung des Wellenmessers	λ_m nach der Eichkurve	Einstellung des Wellenmessers	λ_m nach der Eichkurve	
V. 120				
119	2200—2210	—	—	2160
119				
IV. 26,5		IV. 52,0		
27,0	725	53,5	860—870	720
27,0		54,0		
III. 55,5		III. 83,0		
55,0	435	82,0	496—498	432
55,0		82,5		
II. 140,0		III. 26,0		
139,5	307—308	24,5	350—360	309
140,5		24,0		
II. 71,0		II. 98,0		
71,0	239	100,0	268—270	240
71,5		99,0		
II. 37,5		II, 54,0		
37,5	197	55,0	217—218	196
37,0		55,0		
II. 17,5		II. 31,0		
17,0	167—168	30,0	184—187	165
18,0		31,5		
I. 109,0		I. 143,0		
108,0	138	143,5	156—157	144
108,0		144,0		
I. 78,0		I. 104,5		
78,0	123	104,0	135—136	127
78,5		103,0		
I. 56,0		I. 75,0		
55,5	110	76,0	122	114
55,5		75,0		
I. 41,0				
40,5	100—101	—	—	103
40,0				
I. 28,0				
28,5	92	—	—	94
28,5				

$c:c'$, folgendermaßen finden: 1. mißt man die Reihe der Oberschwingungen in Schaltung 3a; 2. mißt man die Reihe der Oberschwingungen in Schaltung 3b. Da sich die Wellenlängen umgekehrt verhalten wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, so erhält man das Verhältnis $c:c'$

durch Division der Wellenlängen entsprechender Oberschwingungen von 2 und 1.

4. Ergebnisse.

Die Ergebnisse sind tabellarisch zusammengestellt. In der Tabelle sind in den beiden ersten Spalten die Messungen bei Schaltung 3a angeführt — beide Drähte schwingen als Paralleldrähte — während in den Spalten 3 und 4 die Messungen für Schaltung 3b angegeben sind — beide Drähte schwingen wie ein Draht in einer Viertelwellenlänge. In der Spalte „Einstellung des Wellenmessers" bedeuten die römischen Zahlen die Nummern der Wellenmesserspule, die arabischen die Kondensatoreinstellungen. Jede Einstellung wurde dreimal wiederholt.

Die Tabelle zeigt, daß bei der Paralleldrahtleitung innerhalb der Grenzen der Eich- und Ablesegenauigkeit eine gute Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter Wellenlänge besteht. Schwingen jedoch beide Drähte in gleicher Phase wie ein einfacher Draht, so er-

Tabelle 2.

Die Drähte schwingen als Paralleldrähte		Beide Drähte schwingen wie ein Draht, dessen eines Ende geerdet		λ_m berechnet
Einstellung des Wellenmessers	λ_m naeh der Eichkurve	Einstellung des Wellenmessers	λ_m nach der Eichkurve	
IV. 136		V. 35,0		
136	1222	36,5	1490—1505	1200
136		36,0		
III. 43,5		III. 75,0		
44,0	405—407	73,5	477—480	400
43,0		74,5		
II. 73,0		II. 105,0		
72,5	240	106,0	274—276	240
72,5		104,0		
II. 21,5		II. 37,0		
21,5	172—172	36,0	193 -194	171
20,5		37,0		
I. 89,0		I 129,0		
89,0	129	128,0	147	133
89,0		129,5		
I. 50,5		I. 79,5		
50,5	106—107	79,0	123—124	109
50,0		80,0		
I. 26,5				
26,0	90	—	—	92
26,5				

scheint die Wellenlänge zu groß; und zwar verhalten sich die Wellenlängen der Oberschwingungen im zweiten Falle zu den Wellenlängen entsprechender Oberschwingungen im ersten Falle wie 1,13 : 1; d. h. die Ausbreitungsgeschwindigkeit im zweiten Falle ist kleiner als die Lichtgeschwindigkeit. Hieraus geht hervor, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit merklich von der Dielektrizitätskonstante des Erdbodens abhängig ist. Hätte sich der Draht ganz im Dielektrikum befunden (für trockenen Boden $\varepsilon = 2$ bis 6), so würde das Verhältnis 1,4 : 1 bis 2,45 : 1 zu erwarten gewesen sein.

Um eine etwaige Verschiedenheit über Sand und moorigen Boden feststellen zu können, wurden die Leitungen auf 300 m verkürzt, so daß sie zum größten Teil über Sand führten. Die Ergebnisse dieses Versuches sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Mit der 300-m-Leitung wurden ferner Versuche ausgeführt, wobei beide Enden überbrückt und isoliert waren, so daß die geradzahligen Oberschwingungen auftreten. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3.

Beide Enden der Leitung überbrückt und isoliert.

Einstellung des Wellenmessers	λ_m nach der Eichkurve	λ_m berechnet	Einstellung des Wellenmessers	λ_m nach der Eichkurve	λ_m berechnet
III. 140,5 141,0 141,0	608—610	600	I. 67,0 68,0 67,0	117	120
II. 131,5 131,5 131,0	299—300	300	I. 36,5 37,5 37,0	98	100
II. 40,5 41,0 41,0	199—200	200	I. 19,0 18,5 18,5	85	86
I. 125,5 125,5 125,0	141	150			

Auch dieser Versuch zeigt, daß die Eichung des Wellenmessers innerhalb der Grenzen der Ablesegenauigkeit richtig ist. Wie vorher, so waren auch hier wieder die Wellen über der Erde größer als auf Drähten, und das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit zur Ausbreitungsgeschwindigkeit schwankte zwischen 1,24 : 1 bis 1,13 : 1.

Zu einer besonders bequemen Prüfung bietet die Oberschwingung $\lambda = 240$ m Gelegenheit, weil sie sowohl bei der 540-m- wie bei der 300-m-Leitung vorkommt. Im ersten Falle wuchs sie auf 268—270 m,

im zweiten sogar auf 274—276 m. Da die 540-m-Leitung zum größten Teil (280 m) über eine moorige Ebene, die 300-m-Leitung jedoch über einen Sandhügel führte, so geht hieraus erneut hervor, daß sandiger Boden auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen einen größeren Einfluß ausübt als feuchter Boden. Dies erklärt sich daraus, daß Sand ein Dielektrikum ist, während Wasser für Schwingungen als ein Leiter anzusehen ist.

5. Zusammenfassung.

Es wird eine Methode beschrieben, um auf langen Drahtleitungen stehende Schwingungen mit ihren Oberschwingungen nachzuweisen. Diese wird angewandt, um die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen über der Erde zu untersuchen. Es wurde gefunden, daß sie merklich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist (1,24 : 1 bis 1,11 : 1) wobei vornehmlich Sand eine große Rolle spielt.

(Eingesandt 15. September 1916).

Adresse des Autors: Dr. O. Demmler, Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt Berlin, Königsgrätzerstraße.

Das Fortschreiten elektrischer Wellen um die Erdoberfläche.

Von **H. M. Macdonald.**

Der Wert der magnetischen Kraft an einem Punkte auf der Erdoberfläche, die von einem auf der Oberfläche mit seiner Achse senkrecht zur Oberfläche angeordneten einfachen Oszillator herrührt, ist kürzlich von Love[1]) für eine Wellenlänge von 5 km und für bestimmte Entfernungen von dem Oszillator berechnet worden. Seine Ergebnisse für den Fall vollkommener Leitung sind die gleichen, zu denen ich gelangt bin.[2]) Er hat ferner den Wert der Summe der entsprechenden Reihe für den Fall berechnet, daß die Erde als unvollkommen leitend vorausgesetzt wird. Der Zweck meiner vorliegenden

1) Phil. Trans., A, vol. 215, p. 105 (1915).
2) Roy. Soc. Proc., vol. 90, p. 50 (1914).

Mitteilung ist, die allgemeine Formel für den Fall unvollkommener Leitung zu erhalten.

Es seien r, θ, φ die Polarkoordinaten eines Punktes, wo r seine Entfernung vom Mittelpunkte der Erde, θ sein Winkelabstand vom Oszillator ist. Ferner seien E_r, E_θ, E_φ die Komponenten der elektrischen Kraft, α, β, γ die entsprechenden Komponenten der magnetischen Kraft. Dann ist, da rings um die Achse des Oszillators Symmetrie herrscht,

$$\alpha = 0$$
$$\beta = 0$$
$$E_\varphi = 0$$

und in dem ganzen Raum außerhalb der Oberfläche

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{V^2}\frac{\partial E_r}{\partial t} &= \frac{1}{r^2 \sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}(\gamma r \sin\theta) \\ \frac{1}{V^2}\frac{\partial E_\theta}{\partial t} &= -\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial r}(\gamma r \sin\theta) \\ -\frac{\partial \gamma}{\partial t} &= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r E_\theta) - \frac{1}{r}\frac{\partial E_r}{\partial \theta} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wo V die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ist. Durch Eliminierung von E_r und E_θ folgt, daß γ der Differentialgleichung

$$\frac{1}{V^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\gamma r \sin\theta) = \frac{\partial^2}{\partial r^2}(\gamma r \sin\theta) + \frac{1}{r^2}(1-\mu^2)\frac{\partial^2}{\partial \mu^2}(\gamma r \sin\theta) \quad (2)$$

genügt, wo überall im äußeren Raume

$$\mu = \cos\theta$$

ist. Ist ferner σ der spezifische Widerstand des Leitungsmaterials, so sind die Gleichungen, die im ganzen inneren Raume befriedigt werden müssen,

$$\left.\begin{aligned} 4\pi E_r/\sigma &= \frac{1}{r^2 \sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}(\gamma r \sin\theta) \\ 4\pi E_\theta/\sigma &= -\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial r}(\gamma r \sin\theta) \\ -\frac{\partial \gamma}{\partial t} &= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r E_\theta) - \frac{1}{r}\frac{\partial E_r}{\partial \theta} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

und daher genügt, wenn wir E_r und E_θ eliminieren, γ im ganzen inneren Raume der Differentialgleichung

$$\frac{4\pi}{\sigma}\frac{\partial}{\partial t}(\gamma r \sin\theta) = \frac{\partial^2}{\partial r^2}(\gamma r \sin\theta) + \frac{1}{r^2}(1-\mu^2)\frac{\partial^2}{\partial \mu^2}(\gamma r \sin\theta) \quad (4)$$

Die Grenzbedingungen an der Oberfläche bestehen darin, daß die tangentialen Komponenten der elektrischen und der magnetischen Kraft stetig sind. Für Wellen von der Wellenlänge $2\pi/\varkappa$ sind, wenn wir im äußeren Raume

$$\gamma r \sin\theta = \psi e^{\iota \varkappa V t}$$

und im inneren Raume

$$\gamma r \sin\theta = \psi' e^{\iota \varkappa V t}$$

schreiben, die Gleichungen, die durch ψ und ψ' befriedigt werden müssen,

$$\frac{d^2\psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}(1-\mu^2)\frac{\partial^2\psi}{\partial\mu^2} + \varkappa^2\psi = 0, \qquad r > a \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2\psi'}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}(1-\mu^2)\frac{\partial^2\psi'}{\partial\mu^2} - \frac{4\pi\iota\varkappa V}{\sigma}\psi', \qquad r < a \quad (6)$$

$$\frac{\sigma}{4\pi r \sin\theta}\frac{\partial\psi'}{\partial r} = \frac{V}{\iota\varkappa r\sin\theta}\frac{\partial\psi}{\partial r}, \qquad \psi' = \psi, \quad r = a \quad (7)$$

wo a der Erdhalbmesser ist. Ist ψ_1 der von der Schwingung allein herrührende Wert von ψ, so ist bekanntlich

$$\psi_1 = -r_1^{-3/2} r^{1/2}\sum_1^\infty (2n+1) e^{1/2(n+1/2)\pi\iota} K_{n+1/2}(\iota\varkappa r_1) J_{n+1/2}(\varkappa r)(1-\mu^2)\frac{\partial P_n}{\partial\mu} \text{[1]} \quad (8)$$

wo r_1 die Entfernung des Oszillators vom Mittelpunkte ist. Wir können daher die Lösungen der Gleichungen (5) und (6) folgendermaßen schreiben:

$$\psi = -r_1^{-3/2} r^{1/2}\sum_1^\infty (2n+1) c^{1/2(n+1/2)\pi\iota} K_{n+1/2}(\iota\varkappa r_1)$$
$$\times\{J_{n+1/2}(\varkappa r) + A_n K_{n+1/2}(\iota\varkappa r)\}(1-\mu^2)\frac{\partial P_n}{\partial\mu} \quad (9)$$

$$\psi' = r^{1/2}\sum_1^\infty B_n J_{n+1/2}(\varkappa' r)(1-\mu^2)\frac{\partial P_n}{\partial\mu} \quad (10)$$

wo

$$\varkappa'^2 = -4\pi\iota\varkappa V/\sigma \quad (11)$$

---

1) Roy. Soc. Proc., vol. 71, p. 251 (1903).

ist, und die Oberflächenbedingungen sind dann:

$$\frac{\sigma}{4\pi}\sum_1^\infty B_n \frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}(1-\mu^2)\frac{\partial P_n}{\partial \mu}$$

$$= -\frac{V}{\iota\varkappa} r_1^{-3/2}\sum_1^\infty (2n+1)\, e^{1/2(n+1/2)\pi\iota} K_{n+1/2}(\iota\varkappa r_1)\times$$

$$\times\left[\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa a)\} + A_n \frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota\varkappa a)\}\right](1-\mu^2)\frac{\partial P_n}{\partial \mu}$$

$$\sum_1^\infty B_n J_{n+1/2}(\varkappa' a)(1-\mu^2)\frac{\partial P_n}{\partial \mu} =$$

$$= -r_1^{-3/2}\sum_1^\infty (2n+1)\, e^{1/2(n+1/2)\pi\iota} K_{n+1/2}(\iota\varkappa r_1)\times$$

$$\times\left[J_{n+1/2}(\varkappa a) + A_n K_{n+1/2}(\iota\varkappa a)\right](1-\mu^2)\frac{\partial P_n}{\partial \mu}$$

folglich ist

$$-\frac{V}{\iota\varkappa} r_1^{-3/2}(2n+1)\, e^{1/2(n+1/2)\pi\iota} K_{n+1/2}(\iota\varkappa r_1)\left[\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa a)\} + \right.$$

$$\left. + A_n \frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota\varkappa a)\}\right] = \frac{\sigma}{4\pi} B_n \frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\} -$$

$$-r_1^{-3/2}(2n+1)\, e^{1/2(n+1/2)\pi\iota} K_{n+1/2}(\iota\varkappa r_1)\left[J_{n+1/2}(\varkappa a) + \right.$$

$$\left. + A_n K_{n+1/2}(\iota\varkappa a)\right] B_n J_{n+1/2}(\varkappa a)$$

und durch Elimination von B_n folgt:

$$\frac{V}{\iota\varkappa} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\left[\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa a)\} + A_n \frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota\varkappa a)\}\right] =$$

$$= \frac{\sigma}{4\pi}\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}\left[J_{n+1/2}(\varkappa a) + A_n K_{n+1/2}(\iota\varkappa a)\right]$$

d. h.

$$A_n\left[\frac{4\pi V}{\iota\varkappa\sigma} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota\varkappa a)\}\right.$$

$$\left. - K_{n+1/2}(\iota\varkappa a)\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}\right] =$$

$$= J_{n+1/2}(\varkappa a)\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}$$

$$-\frac{4\pi V}{\iota\varkappa\sigma} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa a)\} \qquad (12)$$

Daher ist im äußeren Raume:

$$\psi = - r_1^{-3/2} r^{1/2} \sum_1^\infty (2n+1) e^{1/2(n+1/2)\pi\iota} K_{n+1/2}(\iota \varkappa r_1) \times \Bigg[J_{n+1/2}(\varkappa r)$$

$$+ \frac{J_{n+1/2}(\varkappa a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\} - \dfrac{4\pi V}{\iota \varkappa \sigma} J_{n+1/2}(\varkappa' a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa a)\}}{\dfrac{4\pi V}{\iota \varkappa \sigma} J_{n+1/2}(\varkappa' a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota \varkappa a)\} - K_{n+1/2}(\iota \varkappa a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}} \times$$

$$\times K_{n+1/2}(\iota \varkappa r) \Bigg] (1-\mu^2) \frac{\partial P_n}{\partial \mu} \qquad (13)$$

An der Oberfläche, wo $r = a$ ist, wird hieraus:

$$\psi = - r_1^{-3/2} a^{1/2} \sum_1^\infty (2n+1) e^{1/2(n+1/2)\pi\iota} K_{n+1/2}(\iota \varkappa r_1) \times$$

$$\times \frac{\dfrac{4\pi V}{\iota \varkappa \sigma} J_{n+1/2}(\varkappa' a) \Bigg[J_{n+1/2}(\varkappa a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota \varkappa a)\} - K_{n+1/2}(\iota \varkappa a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa a)\} \Bigg]}{\dfrac{4\pi V}{\iota \varkappa \sigma} J_{n+1/2}(\varkappa' a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\varkappa a)\} - K_{n+1/2}(\iota \varkappa a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}} \times$$

$$\times (1-\mu^2) \frac{\partial P_n}{\partial \mu} \qquad (14)$$

Nun ist

$$J_{n+1/2}(\varkappa a) \frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota \varkappa a)\} - K_{n+1/2}(\iota \varkappa a) \frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa a)\} = - a^{-1/2} e^{-1/2(n+1/2)\pi\iota}$$

daher ist

$$\psi = r_1^{-3/2} \sum_1^\infty \frac{(2n+1) K_{n+1/2}(\iota \varkappa r_1)}{\dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota \varkappa a)\} - \dfrac{\iota \varkappa \sigma}{4\pi V} K_{n+1/2}(\iota \varkappa a) \dfrac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\} \Big/ J_{n+1/2}(\varkappa' a)} \times$$

$$\times (1-\mu^2) \frac{\partial P_n}{\partial \mu}$$

Die wichtigen Glieder dieser Reihe[1]) sind jene, für **welche**

1) Roy. Soc. Proc., vol. 90, p. 50 (1914).

$|n + \frac{1}{2} - \varkappa a|$ von derselben oder von niedrigerer Ordnung ist als $(\varkappa a)^{1/3}$; wenn daher $|\varkappa' a|$ groß gegen $\varkappa a$ ist, so liefert

$$J_{n+1/2}(\varkappa' a) = (2/\pi \varkappa' a)^{1/2} \cos\{\tfrac{1}{2}(n+1)\pi - \varkappa' a\}$$

eine genügende Annäherung für $J_{n+1/2}(\varkappa' a)$.

Es ist aber

$$\varkappa'^2/\varkappa^2 = -4\pi\iota V/\varkappa\sigma = -2\iota V\lambda/\sigma$$

wo λ die Wellenlänge ist. Mithin ist, wenn $V\lambda/\sigma$ groß ist

$$\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}/a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a) = \varkappa' \tan\{\tfrac{1}{2}(n+1)\pi - \varkappa' a\}$$

d. h. wenn wir,

$$\varkappa' = \varkappa_1(1 - \iota)$$

schreiben:

$$\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}/a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a) =$$

$$= \varkappa' \frac{\tan\{\frac{1}{2}(n+1)\pi - \varkappa_1 a\} + \iota \tanh \varkappa_1 a}{1 - \iota \tanh \varkappa_1 a \tan\{\frac{1}{2}(n+1)\pi - \varkappa_1 a\}}$$

und sonach, da $\varkappa_1 a$ sehr groß ist, annähernd:

$$\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a)\}/a^{1/2} J_{n+1/2}(\varkappa' a) = \iota \varkappa'$$

wenn $V\lambda/\sigma$ groß ist, und daher:

$$\psi = r_1^{-3/2} \sum_1^\infty \frac{(2n+1) K_{n+1/2}(\iota \varkappa r_1)}{\frac{\partial}{\partial a}\{a^{1/2} K_{n+1/2}(\varkappa a)\} + \frac{\varkappa^2}{\iota \varkappa'} a^{1/2} K_{n+1/2}(\iota \varkappa a)} (1 - \mu^2) \frac{\partial P_n}{\partial \mu} \qquad (15)$$

Wenn der Oszillator sich dicht an der Oberfläche befindet, so können wir, außer für Punkte in der Nähe des Oszillators, r_1 durch a ersetzen; es ist daher, wenn wir

$$\varkappa a = z$$

schreiben

$$\psi = \varkappa z^{-2} \sum_1^\infty \frac{(2n+1) z^{1/2} K_{n+1/2}(\iota z)}{\frac{\partial}{\partial z}\{z^{1/2} K_{n+1/2}(\iota z)\} + \frac{\varkappa}{\iota \varkappa'} z^{1/2} K_{n+1/2}(\iota z)} (1 - \mu^2) \frac{\partial P_n}{\partial \mu}$$

und für die wichtigen Glieder[1])

1) Roy. Soc. Proc., vol. 90 (1914).

$$z^{1/2} K_{n+1/2}(\iota z) = \frac{2}{\pi} 3^{-1/6} z^{1/6} e^{-1/2(n+3/2)\pi\iota} \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\{z^{1/2} K_{n+1/2}(\iota z)\} = -\frac{2}{\pi} 3^{1/6} z^{-1/6} e^{-1/2(n+3/2)\pi\iota} \xi^{2/3} K_{2/3} \xi e^{-\pi\iota})$$

wo

$$\xi = 2\zeta^{3/2}, \qquad 3\zeta = 6^{1/3} z^{-1/3}(n + \tfrac{1}{2} - z)$$

folglich

$$\psi = -\varkappa z^{-2} \sum \frac{(2n+1) 3^{1/3} z^{1/3} \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})}{\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota}) - \frac{\varkappa}{\iota\varkappa'} 3^{-1/3} z^{1/3} \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})} (1-\mu^2)\frac{\partial P_n}{\partial\mu} \tag{16}$$

wo sich die Summenbildung zu beiden Seiten von $n + \frac{1}{2} = z$ erstreckt. Um diese Summenbildung auszuführen, muß man die Nullwerte des Ausdrucks

$$\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota}) - \frac{\varkappa}{\iota\varkappa'} 3^{-1/3} z^{-1/3} \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})$$

kennen. Dieser Ausdruck ist eine Integralfunktion von $\xi^{2/3}$, und seine Nullwerte sind mit den in meiner früheren Mitteilung erörterten Nullwerten von $\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota})$ kontinuierlich. Der $k$te Nullwert von $\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota})$ wird durch

$$\xi^{2/3} = x_k^{2/3} e^{5\pi\iota/3}$$

gegeben; folglich ist der $k$te Nullwert von

$$\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota}) - \frac{\varkappa}{\iota\varkappa'} 3^{-1/3} z^{1/3} \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})$$

$$\xi^{2/3} = x'^{2/3}_k e^{5\pi\iota/3}$$

Es folgt hieraus:

$$x'^{2/3}_k e^{5\pi\iota/3} = x_k^{2/3} e^{5\pi\iota/3} + y_k$$

und wenn $|\varkappa z^{1/3}/\varkappa'|$ klein ist, kann y_k als eine Potenzreihe von $\varkappa z^{1/3}/\varkappa'$ angenähert werden. Behält man die zweite Potenz von $\varkappa z^{1/3}/\varkappa'$ bei, so ist y_k durch die Beziehung

$$\frac{3}{2} y_k \xi^{1/3} \frac{\partial}{\partial\xi}\{\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota})\} + \frac{9}{8} y_k^2 \xi^{1/3} \frac{\partial}{\partial\xi}\left[\xi^{1/3} \frac{\partial}{\partial\xi}\{\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota})\}\right]$$
$$-\frac{\varkappa}{\iota\varkappa'} 3^{-1/3} z^{1/3}\left[\xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota}) + \frac{3}{2} y_k \xi^{1/3} \frac{\partial}{\partial\xi}\{\xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})\}\right] = 0$$

bestimmt, wo

$$\xi^{2/3} = x_k^{2/3} e^{5\pi\iota/3}$$

ist. Da

$$\frac{\partial}{\partial \xi}\{\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi \iota})\} = \xi^{2/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi \iota})$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi}\{\xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi \iota})\} = \xi^{1/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi \iota})$$

ist, so ist mithin

$$\frac{3}{2} y_k \xi K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota}) + \frac{3}{4} y_k^2 \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota}) - \frac{\varkappa}{\iota \varkappa'} 3^{-1/3} z^{1/3} \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota}) = 0$$

also:

$$\frac{3}{2} y_k \xi^{2/3} + \frac{3}{4} y_k^2 - \frac{\varkappa}{\iota \varkappa'} 3^{-1/3} z^{1/3} = 0$$

Nun ist:

$$\varkappa^2/\varkappa'^2 = \iota \sigma / 2 \lambda V$$

daher:

$$\varkappa/\varkappa' = \eta e^{1/4 \pi \iota}$$

wo

$$\eta = (\sigma / 2 \lambda V)^{1/2}$$

ist, mithin:

$$\tfrac{3}{2} y_k \xi^{2/3} + \tfrac{3}{4} y_k^2 = 3^{-1/3} z^{1/3} \eta e^{-1/4 \pi \iota}$$

und

$$y_k = 2\, 3^{-1/3} \xi^{-2/3} z^{1/3} \eta e^{-1/4 \pi \iota} - 2\, 3^{-8/3} \xi^{-2} z^{2/3} \eta^2 e^{-1/2 \pi \iota}$$

daher:

$$(3 x'_k)^{2/3} = (3 x_k)^{2/3} + 2 \eta z^{1/3} (3 x_k)^{-2/3} e^{5\pi\iota/12} + 2 \eta^2 z^{2/3} (3 x_k)^{-2} e^{-1/6 \pi \iota} \tag{17}$$

Ferner ist:

$$\frac{\xi^{1/3} K_{1/3}(e^{-\pi\iota})}{\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota}) - \iota \varkappa/\varkappa' \cdot 3^{-1/3} z^{1/3} \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})} = \sum \frac{A_k}{\xi^{2/3} - x'^{2/3}_k e^{5\pi\iota/3}}$$

wo

$$A_k = \frac{\xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})}{\frac{3}{2} \xi^{1/3} \frac{\partial}{\partial \xi}\{\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota})\} - \frac{3}{2} \frac{\varkappa}{\iota \varkappa'} 3^{-1/3} z^{1/3} \xi^{1/3} \frac{\partial}{\partial \xi}\{\xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})\}}$$

ist, wenn

$$\xi^{2/3} = x'^{2/3}_k e^{5\pi\iota/3}$$

ist. Das heißt:

$$A_k = \frac{\xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})}{\frac{3}{2} \xi K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota}) - \frac{3}{2} \frac{\varkappa}{\iota \varkappa'} 3^{-1/3} z^{1/3} \xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota})}$$

oder:

$$A_k = \frac{2}{3} \frac{1}{\xi^{2/3} - 3^{-1/3} z^{1/3} \frac{\varkappa}{\iota \varkappa'} \xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota}) / \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota})}$$

Nun ist nach verlangter Ordnung der Annäherung:

$$\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota}) / \xi^{1/3} K_{1/3}(e^{-\pi\iota}) = \frac{3}{2} y_k \xi^{1/3} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota})\} / \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi^{-\pi\iota})$$

oder:

$$\xi^{2/3} K_{2/3}(\xi e^{-\pi\iota}) / \xi^{1/3} K_{1/3}(\xi e^{-\pi\iota}) = 3^{-1/3} z^{1/3} \eta \, e^{-1/4 \pi\iota}$$

und daher:

$$A_k = \frac{2}{3} \frac{1}{\xi^{2/3} - 3^{-2/3} z^{2/3} \eta^2 e^{-1/2 \pi\iota}}$$

also:

$$A_k = \frac{2}{3^{1/3} e^{5/3 \pi\iota}} \frac{1}{(3 x'_k)^{2/3} - \eta^2 z^{2/3} e^{-1/6 \pi\iota}}$$

oder:

$$A_k = \frac{2}{3^{1/3} e^{5/3\pi\iota}} \frac{1}{(3 x_k)^{2/3} + 2 \eta z^{1/3} (3 x_k)^{-2/3} e^{5/12 \pi\iota} + \eta^2 z^{2/3} e^{-1/6\pi\iota} (2 (3 x_k)^{-2} - 1)} \tag{18}$$

Setzen wir weiter für $P_n(\mu)$ den passenden Näherungswert

$$P_n(\mu) = J_0 \{(2n + 1) \sin \tfrac{1}{2} \theta\}$$

ein, so wird die Reihe für ψ:

$$- 2 \cdot 3^{-1/3} \pi^{-1/2} \varkappa z^{-5/3} (\sin \tfrac{1}{2} \theta)^{1/2} \cos^2 \tfrac{1}{2} \theta \sum (n + \tfrac{1}{2})^{3/2}$$
$$[e^{(2n+1) \sin 1/2 \theta + 2/4 \pi\iota} + e^{-(2n+1) \sin 1/2 \theta + 3/4 \pi\iota}] \cdot \sum_{k=0} \frac{A_k}{\xi^{2/3} - x'^{2/3}_k e^{5/3 \pi\iota}}$$

Da

$$n + \tfrac{1}{2} = 2 + 3 \cdot 6^{-1/3} z^{1/3} \zeta$$

ist, so heißt dies, daß der Hauptteil $\overline{\psi}$ von ψ durch

$$\overline{\psi} = - 2 \pi^{1/2} \varkappa (3z)^{-1/3} (z^{1/3} \sin \tfrac{1}{2} \theta)^{1/2} \cos^2 \tfrac{1}{2} \theta$$
$$[e^{2\iota z \sin 1/2 \theta - 3/4 \pi\iota} S_1 + e^{-2\iota z \sin 1/2 \theta + 3/4 \pi\iota} S_2]$$

gegeben ist, wo

$$S_1 = \sum \sum_{k=0} e^{6^{2/3} z^{1/3} \zeta \iota \sin 1/2 \theta} \frac{A_k}{\xi^{2/3} - x'^{2/3}_k e^{5/3 \pi\iota}}$$

$$S_2 = \sum \sum_{k=0} e^{-6^{2/3} z^{1/3} \zeta \iota \sin 1/2 \theta} \frac{A_k}{\xi^{2/3} - x'^{2/3}_k e^{5/3 \pi\iota}}$$

ist. Daher verschwindet der Hauptteil von S_1 und der Hauptteil von S_2 ist[1]:

$$- 3^{2/3} \pi \iota z^{1/3} \sum_{k=0} e^{-(3x'_k)^{2/3} z^{1/3} \sin 1/2 \theta \, e^{1/6 \pi\iota}} A_k$$

1) Roy. Soc. Proc., vol. 90, 1914.

das heißt:

$$-3^{1/3}\,2\pi\iota z^{1/3}e^{-5/3\pi\iota}\sum_{k=0}^{\infty}e^{-(3x'_k)^{2/3}z^{1/3}\sin{1/2}\theta\, {1/6}\pi\iota}\Big/\{(3x'_k)^{2/3}-\eta^2 z^{2/3}e^{-1/6\pi\iota}\}$$

und daher:

$$\overline{\psi}=-4\pi^{1/2}\iota\varkappa(z^{1/3}\sin\tfrac{1}{2}\theta)^{1/2}\cos^2\tfrac{1}{2}\theta\, e^{-2\iota z\sin 1/2\theta+1/12\pi\iota}$$
$$\sum_{k=0}^{\infty}\frac{e^{-(3x'_k)^{2/3}z^{1/3}\sin{1/2}\theta)e^{1/6\pi\iota}}}{(3x'_k)^{2/3}-\eta^2 z^{2/3}e^{-1/6\pi\iota}} \tag{19}$$

wenn wir höhere Potenzen von $\eta z^{1/3}$ als die zweite vernachlässigen.

Vergleichen wir dieses Ergebnis mit dem Werte von $\overline{\psi}$, für den Fall, daß η verschwindet, also mit dem Werte von $\overline{\psi}$ der vollkommenen Leitung entspricht, so erhellt, daß das erste Glied der Reihe jenes ist, das am meisten beeinflußt wird, und in solchen Entfernungen vom Oszillator, für welches das erste Glied eine genügende Annäherung an den Wert von $\overline{\psi}$ liefert, besteht die Wirkung der unvollkommenen Leitung darin, den der vollkommenen Leitung entsprechenden Wert von $\overline{\psi}$ um den Faktor

$$\frac{e^{-[2\eta z^{1/3}(3r_0)^{-2/3}e^{7/12\pi\iota}+2\eta^2 z^{2/3}(3r_0)^{-2}]z^{1/3}\sin 1/2\theta}}{1+2\eta z^{1/3}(3x_0)^{-4/3}e^{5/12\pi\iota}+\eta^2 z^{2/3}(3x_0)^{-2/3}\{2(3x_0)^{-2}-1\}e^{-1/6\pi\iota}}$$

zu vervielfachen. Bezeichnen wir daher mit A_ϱ das Verhältnis der Amplitude der magnetischen Kraft für den Fall unvollkommener Leitung zur Amplitude der magnetischen Kraft für den Fall vollkommener Leitung, so wird A_ϱ durch die Gleichung

$$A_\varrho=\frac{e^{[2\eta z^{1/3}(3x_0)^{-2/3}\sin 1/12\pi-2\eta^2 z^{2/3}(3x_0)^{-2}]z^{1/3}2^{1/3}\sin 1/2\theta}}{|1+2\eta z^{1/3}(3x_0)^{-4/3}e^{5/12\pi\iota}+\eta^2 z^{2/3}(3x_0)^{-2}\{2(3x_0)^{-2}-1\}e^{-1/6\pi\iota}|} \tag{20}$$

oder

$$A_\varrho=[1-2\eta z^{1/3}(3x_0)^{-4/3}\sin\tfrac{1}{12}\pi+\eta^2 z^{2/3}(3x_0)^{-8/3}$$
$$-\eta^2 z^{2/3}(3x_0)^{-2/3}\{5(3x_0)^{-2}-1\}\cos\tfrac{1}{6}\pi]$$
$$\times e^{[2\eta z^{1/3}(3x_0)^{-2/3}\sin 1/12\pi-2\eta^2 z^{2/3}(3x_0)^{-2}]z^{1/3}\sin 1/2\theta}$$

gegeben.

Es folgt daraus, daß, wenn $\eta z^{1/3}$ klein ist, A_ϱ mit dem Winkelabstand θ vom Oszillator wächst und mit zunehmender Wellenlänge abnimmt. Es ist zu beachten, daß die Wirkung der Glieder zweiter Ordnung darin besteht, den Faktor A_ϱ zu verringern. Für eine Wellenlänge von 5 km ist der Wert von $\eta z^{1/3}$ 0,365, und in Winkelabständen von 6^0, 9^0, 12^0, 15^0 und 18^0 vom Oszillator sind die Werte von A_ϱ, wenn wir die Glieder vernachlässigen, in welche $\eta^2 z^{2/3}$ eingeht, 1,005 bzw. 1,011, 1,017, 1,023 und 1,029.

Diese Ergebnisse stimmen mit Ausnahme des dem Winkelabstande von 15⁰ entsprechenden Wertes mit den Ergebnissen überein, die man nach der Formel (51) von Love[1]) erhält, wenn man $(k/m)^2$ vernachlässigt. In einer Entfernung vom Oszillator, die $\theta = 36^0$ entspricht, das heißt in einer Entfernung von 4000 km, ist der Wert von A_ϱ von derselben Ordnung 1,064. Wenn man die Glieder zweiter Ordnung beibehält, so liefert unsere Formel (20) für 6^0, 9^0, 12^0, 15^0, 18^0 und 36^0 für A_ϱ die Werte 1,004 bzw, 0,010, 1,015, 1,021, 1,027 und 1,061, und die Wirkung unvollkommener Leitung für eine Wellenlänge von 5 km besteht darin, daß sie die Amplitude in Entfernungen von nicht mehr als 4000 km um nicht mehr als $6^1/_2$ v. H. vergrößert. Um die Wirkung einer Herabsetzung der Wellenlänge zu zeigen, habe ich die Ergebnisse für eine Wellenlänge von 2 km berechnet. Die entsprechenden Werte von A_ϱ sind in den gleichen Entfernungen 1,020, 1,038, 1,056, 1,073, 1,091 und 1,095, wenn man die Glieder zweiter Ordnung vernachlässigt, und 1,016, 1,032, 1,049, 1,065, 1,082 und 1,186, wenn man die Glieder zweiter Ordnung beibehält.

Unmittelbare Bestimmungen des Wertes von σ für den Fall, daß Wellen auf Meerwasser auftreffen, scheinen nicht angestellt worden zu sein. Es ist unwahrscheinlich, daß σ für alle Wellenlängen denselben Wert hat und es ist nicht festgestellt worden, daß σ denselben Wert hat, als wenn ein Strom von derselben Frequenz durch das Wasser geleitet wird. Den Wert von σ für eine gegebene Wellenlänge könnte man finden, wenn man die elektrische Störung in verschiedenen Tiefen für den Fall kennen würde, daß Wellen von der gegebenen Wellenlänge über die Oberfläche hingehen. Wenn man annehmen darf, daß für Wellen von großer Wellenlänge der bei der Berechnung benutzte Wert 10^{11} von der richtigen Größenordnung ist, so folgt, daß die Wirkung der unvollkommenen Leitung seitens des Meeres auf die Fortpflanzung von Wellen dieser Länge über seine Oberfläche praktisch zu vernachlässigen ist.

(Nach Proc. Roy. Soc, **92**, Nr. 643, S. 493—500, 1916, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

1) Phil. Trans., A., vol. 215, p. 122 (1915).

(Eingesandt 25. Januar 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistr. 31.

Die Heaviside-Schicht.[1]

(The Heaviside Layer.)

Von **E. W. Marchant.**

Die Formeln, die (dank den Ergebnissen der Untersuchungen und Messungen Austins und anderer Forscher) für die Stärke der Signale, die man an einer Station aufnimmt, gewonnen wurden, wenn einem entfernten Senderluftleiter eine gemessene Energiemenge hoher Frequenz zugeführt wird, sind bekannt und in der Arbeit, die Fuller dem American Institute of Electrical Engineers[2]) vorgelegt hat, ausführlich behandelt worden (vgl. auch Jahrbuch **5**, 75 und **8**, 575).

Wie jeder Funker weiß, wechselt die Stärke der Signale innerhalb weiter Grenzen, und zwar häufig im Verlaufe weniger Minuten, und diese Änderungen lassen sich am leichtesten aus Reflexion oder Brechung seitens in Bewegung befindlicher „Wolkenmassen“ oder Ionennebelmassen erklären. Die von Sommerfeld entwickelte Theorie der Oberflächenwellen erklärt zwar die Signalübermittelung auf lange Strecken längs der Krümmung der Erde, erklärt jedoch diese plötzlichen Änderungen nicht. Die Tatsache, daß diese Änderungen bei Nacht stärker auftreten als bei Tage, liefert einen weiteren Beweis dafür, daß die Reflexions- und Brechungstheorie, deren eifrigster Vorkämpfer in den Vereinigten Staaten von Nordamerika Eccles gewesen ist, die beobachteten Erscheinungen am ehesten zu erklären geeignet ist.

Die Versuche, die Balsillie[3]) beschrieben hat, und bei denen er gefunden hat, daß Staubstürme, die längs der Bahn der Signale auftreten, die Signalstärke dann beeinflussen, wenn die Übermittelung in der Richtung erfolgt, in welcher der Wind gerade weht, sind insofern von Interesse, als sie darauf hindeuten, daß die unmittelbar an die Erde angrenzende Atmosphärenschicht ein Faktor ist, der bei der Absorption von Wellen eine Rolle spielt. Die hauptsächlichen Erscheinungen indessen, die einer weiteren Erklärung bedürfen, sind (*a*) die plötzlichen Änderungen der Signalstärke zur Nachtzeit und (*b*) der Umstand, daß verhältnismäßig geringe Änderungen der Wellenlänge verhältnismäßig gewaltige Änderungen in der Stärke der empfangenen

---

1) Proc. Inst. Radio Engineers (New York) 4, Nr. 6, S. 511—521, 1916.
2) Proc. Am. Inst. El. Eng. **34**, 567.
3) Proc. Brit. Ass. (Australia), S. 514. — Siehe auch „The Electrician“.

Signale hervorzubringen vermögen. Die Versuche, die Fuller neuerdings beschrieben hat[1]), haben das Material, über das wir für eine Erörterung dieses Gegenstandes verfügten, um viele genaue Aufschlüsse vermehrt, und es dürfte daher von Nutzen sein, sie in ihrer Tragweite für das Vorhandensein und die mutmaßliche Natur jener Schicht zu betrachten, die man hierzulande allgemein als die „Heaviside-Schicht bezeichnet.

Zwar bezeichnen wir sie allgemein mit diesem Namen; indessen hat Professor Fleming kürzlich bemerkt,[2]) daß einer der ersten, die auf ihr Vorhandensein hingewiesen haben, Sir James Dewar gewesen ist. In einem Vortrage, den er im Jahre 1902 vor der Royal Institution gehalten hat[3]), hat Dewar gelegentlich einer Erörterung der Zusammensetzung der Atmosphäre dargetan, daß diese tatsächlich aus zwei Bestandteilen bestehe, nämlich dem unteren Teile, in welchem atmosphärische Strömungen zirkulieren, und wo die Bestandteile denen der Atmosphäre in tieferen Schichten ähnlich sind, und dem oberen Teile, in welchem die Verteilung der Gase durch deren Dichte geregelt wird. In zwei Vorträgen, die er kürzlich vor der Royal Institution gehalten hat[4]), hat Fleming die Bildung dieser oberen Schicht und die Ursachen ihrer Erzeugung erörtert. Fleming weist nach, daß man, um durch Lichtstrahlung in einem Gase wie Sauerstoff Ionisierung hervorzubringen, eine Wellenlänge von der Größenordnung von 1500 bis 1800 Ångströmeinheiten (10^{-7} mm) haben muß, also solches Licht, das weit jenseits des übervioletten Endes des Spektrums liegt. Wenn derartiges Licht wirklich irgendwelche Ionisierung hervorbringt, dann ist zu erwarten, daß die Ionisierung zur Nachtzeit vermindert sein wird, und infolgedessen ist weiter zu erwarten, daß sich die Stärke der Signale zur Nachtzeit ändert, falls diese ionisierten Gase die Ursache der Änderung der Signalstärke bilden. Fleming meint indessen, daß in Höhen von der Größenordnung von 100 km, wo die gewöhnlichen Bestandteile der Atmosphäre verschwinden und durch Wasserstoff und Helium und möglicherweise noch andere leichtere Gase ersetzt sind, das wahrscheinlichste Agens bei der Erzeugung der Ionisierung der Sonnenstaub sei, der von der Sonne ausgeschleudert und durch die Vermittelung des Lichtdruckes der Erde zugeführt wird. Diese Erklärung für die Erzeugung einer oberen ionisierten

1) Proc. Am. Inst. El. Eng. a. a. O.
2) Electrician 75, 348.
3) Proc. Roy. Inst. 17, 223.
4) a. a O.

Gasschicht wird durch die Tatsache bestätigt, daß der Zeitraum, der zwischen dem Durchgange eines Sonnenfleckes durch den Sonnenmeridian und dem zugehörigen magnetischen Gewitter verstreicht, wie Arrhenius nachgewiesen hat, ungefähr 45 Stunden beträgt, ein Wert, der ziemlich genau mit der Zeit übereinstimmt, die nach den Berechnungen Flemings ein Teilchen mit einem Durchmesser von 1200 Ångströmeinheiten brauchen würde, um von der Sonne zur Erde zu gelangen. Mag die Ursache für die Bildung dieser Schicht sein, welche sie immer wolle, jedenfalls ist kaum daran zu zweifeln, daß eine solche Schicht besteht, allerdings nicht notwendig in Gestalt einer mit der Erde konzentrischen Schale mit ziemlich glatten Oberflächen, sondern wahrscheinlicher in Gestalt großer Gasmassen in den oberen Gebieten der Atmosphäre, die als Reflektoren und Refraktoren für die zur Übermittelung drahtloser Signale angewandten Wellen wirken.

Andere das Vorhandensein dieser Schicht betreffende Tatsachen hat Eccles in einer seitens der Royal Society veröffentlichten Arbeit[1]) behandelt. Es dürfte sich erübrigen, hier die Gründe nochmals anzuführen, deren er sich zum Beweis für die Existenz dieser Schicht bedient, da diese Existenz angenommen werden kann. Der Zweck der vorliegenden Veröffentlichung ist, auseinanderzusetzen, inwieweit die Heaviside-Schicht die von Fuller beschriebenen Erscheinungen zu erklären vermag.

Theorie der Interferenzbanden an einem sphärischen Reflektor.

Zunächst mögen die Bedingungen erörtert werden, welche für die Bildung von Interferenzbanden an einer sphärischen Fläche mit einer umgebenden Hülle von gleichfalls sphärischer Gestalt, deren innere Fläche als Reflektor wirkt, maßgebend sind. Man nimmt für gewöhnlich an, daß die Höhe, in welcher die Heaviside-Schicht genügend leitend wird, um als Reflektor zu wirken, ungefähr 80 km beträgt. Das ist in Fig. 1 maßstäblich dargestellt; die Punkte A und B entsprechen hier den Orten San Francisco und Honolulu. Es liegt auf der Hand, daß der Durchgang zwischen dieser Schicht und der Erde sehr stark jenem in einer engen Schlucht zwischen zwei parallelen Flächen oder spiegelnden Reflektoren ähnelt.

In erster Annäherung genügt es daher, die Bildung von Interferenzbanden durch Reflexion seitens eines Paares ebener paralleler Flächen zu betrachten. Der Abstand zwischen den Banden elektro-

1) Eccles, Proc. Roy. Soc. (A) 87, 79—99.

magnetischer Helligkeit und Dunkelheit wird dadurch bestimmt, daß der Gangunterschied zwischen den Bahnen der Strahlen, welche diese Punkte auf zwei verschiedenen Wegen erreichen, eine halbe Wellenlänge beträgt. Wenn der Gangunterschied zwischen den beiden Wegen ein Vielfaches einer Wellenlänge beträgt, so ist der Punkt ein Helligkeitspunkt; beträgt er ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge, so ist der Punkt dunkel.



Fig. 1.

Wir können zunächst einmal annehmen, daß der eine Strahl längs der Oberfläche der Erde fortschreitet, wie dies in der Sommerfeldschen Theorie vorausgesetzt wird, und daß der andere seitens der Heaviside-Schicht und seitens der Erdoberfläche reflektiert wird.

Wenngleich auch kaum anzunehmen ist, daß die Reflexion eine regelmäßige sein wird, dürfte es doch ratsam sein, zunächst einmal die Bedingungen zu betrachten, welche für die Breite solcher Interferenzbanden bestimmend sind, die durch regelmäßige Reflexion zwischen ebenen Flächen gebildet werden. Die beiden Flächen mögen durch OP und OR dargestellt werden und h km voneinander entfernt sein (s. Fig. 2).

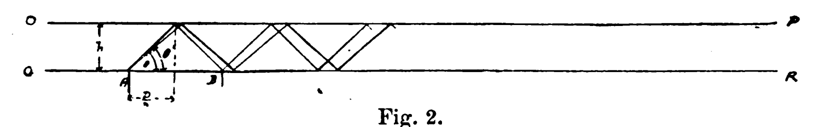


Fig. 2.

Es sei n die Gesamtzahl der nacheinander reflektierten Strahlen und θ der Winkel, unter welchem der reflektierte Strahl die Heaviside-Schicht trifft. Dann ist, wie leicht ersichtlich,

$$\operatorname{tang} \theta = n h / D.$$

Der Gangunterschied zwischen zwei von A nach B gehenden Strahlen, von denen der eine unmittelbar längs der Erdoberfläche verläuft und der andere seitens der Fläche OP reflektiert wird, ist durch

$$2\left(\frac{D}{n} \sec \theta - \frac{D}{n}\right)$$

gegeben. Für die ganze Reihe von n Reflexionen wird diese Größe

$D(\sec\theta - 1)$, und diese Größe ist, wie wir sehen, nur von den Werten für θ und D abhängig. Nehmen wir an, daß ein Strahl auf die reflektierende Schicht unter einem wenig abweichenden Winkel θ auftrifft, so wird der Gangunterschied bis zu einem von der Senderstation um die Strecke $(D + \alpha)$ entfernten Punkte $(D + \alpha)(\sec\theta' - 1)$ sein. Um den Abstand zwischen den Interferenzbanden zu erhalten, differentiieren wir $D(\sec\theta - 1)$ nach D, wobei wir für $\sec\theta$ die erforderliche Substitution einführen, und erhalten:

$$\frac{d[D(\sec\theta - 1)]}{d(D)} = \frac{d\left(D\left\{\sqrt{1 + \left(\frac{n\,h}{D}\right)^2} - 1\right\}\right)}{d(D)} =$$

$$= \left(\sqrt{1 + \left(\frac{n\,h}{D}\right)^2} - 1\right) - \left(\frac{n^2\,h^2}{D^2\sqrt{1 + \left(\frac{n\,h}{D}\right)^2}}\right)$$

Ist α die halbe Breite einer Interferenzbande, d. h. der Abstand zwischen einem dunklen und einem hellen Fleck, so muß der Unterschied zwischen den Gangunterschieden der beiden unter den Winkeln θ und θ' auftreffenden Strahlen, die an den von der Senderstation um die Strecken D und $(D + \alpha)$ entfernten Punkten interferieren, gleich $\pm\,\lambda/2$ sein,

Folglich ist:

$$\alpha\left(\frac{d[D(\sec\theta - 1)]}{d(D)}\right) = \pm\,\frac{\lambda}{2}.$$

Durch Reduktion dieser Größe gelangen wir zu der Bedingung:

$$\left(1 - \sqrt{1 + \left(\frac{n\,h}{D}\right)^2}\right) = \pm\,\frac{\lambda}{2\,\alpha}\sqrt{1 + \left(\frac{n\,h}{D}\right)^2}.$$

Es ist aber:

$$\sec\theta = \sqrt{1 + \left(\frac{n\,h}{D}\right)^2},$$

folglich:

$$\sec\theta = \frac{1}{1 \pm \frac{\lambda}{2\,\alpha}}.$$

Setzen wir nun $\lambda = 6$ km und $\alpha = 14{,}4$ km (das sind die Werte, die Herr **Fuller** in seiner Arbeit angibt), so wird $\sec\theta = 1{,}26$ und $\theta = 37{,}6^0$, denn es liegt auf der Hand, daß wir hier das Minuszeichen nehmen müssen.

Nunmehr setzen wir für $\sec\theta$ seinen oben gefundenen Wert:

$$\frac{nh}{D} = 0{,}76$$

ein. Ist $D = 3700$ km und $h = 80$ km, wo D die Entfernung zwischen San Francisco und Honolulu und h die gewöhnlich für die Heaviside-Schicht angenommene Höhe ist, so folgt, daß

$$n = (0{,}76 \times 3700)/80 = 35\,\text{mal}$$

ist, oder daß die von der Heaviside-Schicht reflektierten Strahlen 35 mal zwischen der Schicht und der Erde auf- und abwärts laufen müssen, um eine Interferenzbande von dieser Breite zu liefern. Es ist sicherlich nicht wahrscheinlich, daß dies ohne beträchtlichen Energieverlust seitens des reflektierten Strahles geschehen wird, und ein solcher würde eine Schärfe der Interferenzbande verhindern. Außerdem würden derartige Reflexionen einen Gangunterschied von

$$D(\sec\theta - 1) = 3{,}700 \times 0{,}26 = 960\,\text{km}.$$

zwischen den beiden Strahlen ergeben.

Die Theorie der Heaviside-Wolke.

Die hochinteressanten Kurven, die Fuller mitteilt, und in denen er zeigt, daß bei Änderung der Wellenlänge an der Senderstation eine Schwächung und Verstärkung der Signale eintritt, deuten nun darauf hin, daß der Gangunterschied zwischen den beiden interferierenden Strahlen weit geringer ist als der vorstehend berechnete Wert.

In der Figur 13 seiner Arbeit gelangt Fuller zu nachstehenden Ergebnissen:

Wellenlängen, bei denen Mindestwerte der Signalstärke gefunden werden	Wellenlängen, bei denen Höchstwerte der Signalstärke gefunden werden
5 km	6 km
7 „	8 „
10 „	—

Wenn die beiden interferierenden Strahlen längs ihrer beiden verschiedenen Bahnen in derselben Richtung unabhängig von der Wellenlänge verlaufen, so ist es einleuchtend, daß der Gangunterschied für Wellen von 5 km, von 7 km und von 10 km eine ungerade Anzahl und für Wellen von 6 und von 8 km eine gerade Anzahl halber Wellenlängen betragen muß.

Es sei δ der Gangunterschied. Dann ist:

$$\delta = \frac{5}{2} m = \frac{7}{2} (m - 2) = \frac{10}{2} (m - 4),$$

wo m irgendeine ungerade Zahl ist. In derselben Weise erhalten wir:

$$\delta = \frac{6}{2} (m - 1) = \frac{8}{2} (m - 3).$$

Das ergibt eine Reihe von Gleichungen, aus denen man m und δ finden kann, und welche ziemlich übereinstimmende Ergebnisse liefern. Der durch die Auflösung dieser Gleichungen gewonnene Mittelwert ergibt $m = 7$ km oder 9 km (die gefundenen Werte für m sind 7,5 bzw. 8 und 9) und $\delta = 17{,}5$ km oder 22,5 km, ein Ergebnis, das von den nach der Theorie der einfachen Reflexion gefundenen sehr stark abweicht.

Aus den anderen Kurven, die in der Fullerschen Arbeit mitgeteilt werden, und in denen die Höchst- und Mindestpunkte mit wechselnder Wellenlänge dargestellt werden, läßt sich der Gangunterschied der beiden interferierenden Wellengruppen leicht berechnen. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in der nachstehenden Tafel zusammengestellt. (Alle Angaben beziehen sich auf die Signalgebung von San Francisco aus nach Honolulu.)

Kurve, Figur, Nummer	Datum 1914	Zeit von San Francisco	Gangunterschied der interferierenden Wellen	Zustand des zwischenliegenden Raumes
5	März 8	3 p.m.— 3,54 p.m.	28 km	ganz hell
6	„ 15	10,30 a.m.— 12 p.m.	21 „	„ „
7	„ 15	3 p.m.— 4 p.m.	35 „	„ „
8	April 1	3 a.m.— 4 a.m.	28 „	ganz dunkel
10	Mai 17	11,30 a.m.— 12 a.m.	15 „	ganz hell
11	„ 24	10,25 a.m.—11,25 a.m.	36 „	„ „
12	„ 24	11,25 a.m.— 12 a.m.	14 „	„ „
13	Juni 13	2,45 a.m.— 3,30 a.m.	20 „	ganz dunkel
			Mittelwert	
14	„ 22	10,30 a.m.—11,15 a.m.	15 km	ganz hell
15	„ 28	10,45 a.m.—11,30 a.m.	36 „	„ „

Zwischen dem Gangunterschied der interferierenden Wellen und dem Zustande des Himmels, d. h. ob dieser ganz hell oder ganz dunkel ist, läßt sich keinerlei Zusammenhang beobachten, aber die Änderung des Gangunterschiedes ist ein Zeichen dafür, daß die beobachteten Erscheinungen von Reflexionen an unregelmäßig angeordneten Flächen

herrühren, und liefert eine Stütze für die Theorie der „Heaviside-Wolke".

Es besteht natürlich ein Unterschied zwischen den Aufzeichnungen bei Tage und jenen bei Nacht, insofern als die von der Änderung der Wellenlänge herrührenden Veränderungen gewöhnlich bei Nacht größer sind als bei Tage und dadurch anzeigen, daß die interferierenden Wellen bei Nacht einander mit größerer Annäherung gleich sind als bei Tage. Aus der Figur 13 der Fullerschen Arbeit geht dies deutlich hervor. Die Aufzeichnungen aus den Morgenstunden ergeben gleichfalls große Änderungen, und es scheint fast, als wenn, trotzdem der dazwischen liegende Raum vollständig erleuchtet ist, die nächtlichen Bedingungen der Halbdurchlässigkeit noch hinzutreten. Eines der interessantesten Ergebnisse, das Fuller am Ende seiner Arbeit erwähnt, ist die von ihm gemachte Beobachtung, daß der Charakter des Landes oder des Wassers zwischen den Stationen anscheinend für die Übermittelung über große Entfernungen sehr wenig Unterschied macht, d. h. daß die über Land gegangenen Signale ebenso stark sind wie die über Wasser gegangenen. Diese Tatsache scheint ein fast bündiger Beweis dafür, daß die beobachteten Signale von solchen Strahlen herrühren, welche nahezu gänzlich reflektiert oder gebrochen werden. Das Ergebnis weicht natürlich von Beobachtungen mit kürzeren Wellenlängen über geringere Entfernungen ab. Wir können daher bei der Behandlung der Interferenzerscheinungen annehmen, daß die beiden Strahlen um die Erde durch den engen Zwischenraum fortschreiten, der von der Erde und der Heaviside-Schicht gebildet wird, wobei sie, wie es Eccles dargelegt hat, während ihres Fortschreitens gebrochen und ferner an der Unterfläche der Heaviside-Schicht reflektiert werden.

Wenn wir einen Strahl annehmen, der so gebrochen wird, daß er nahezu der Krümmung der Erde folgt, und der auf eine reflektierende Fläche in der Weise auffällt, wie es die Figur 3 zeigt, so kann zwischen den von zwei Gebieten CE und DF reflektierten Wellen Interferenz eintreten. Wenn wir eine reflektierende Fläche von solcher Beschaffenheit[1]) annehmen, daß sich der Einfallswinkel eines auf sie auftreffenden Strahles bei geringem Höhenunterschiede beträchtlich ändert, wie dies in der Figur angedeutet ist, d. h. wenn die reflektierende

1) Es ist vielleicht irreführend, da von einem Einfallswinkel zu sprechen, wo die Abmessungen der reflektierenden Fläche von derselben Größenordnung ist wie die Wellenlänge; die einfallende Strahlung wird tatsächlich zerstreut.



Fläche unregelmäßig ist, so kann eine Reihe von Strahlen seitens einer solchen Wolke an derartigen (einander nahe benachbarten) Punkten wie C und E unter verschiedenen Winkeln in den Richtungen CA und BE reflektiert werden, und es ist leicht ersichtlich, daß der Gangunterschied zwischen der Bahn von C unmittelbar nach A und der Bahn CDA eine ungerade Anzahl von halben Wellenlängen betragen kann, während der Gangunterschied zwischen der Bahn von E unmittelbar nach B und der Bahn EFB eine gerade Anzahl von halben Wellenlängen betragen kann.[1]) Wenn dies der Fall ist, so kann sich der Abstand zwischen den beiden Stellen A und B, an denen sich die beiden Wellen gegenseitig verstärken bzw. aufheben werden, innerhalb weiter Grenzen ändern. Die Figur ist so gezeichnet

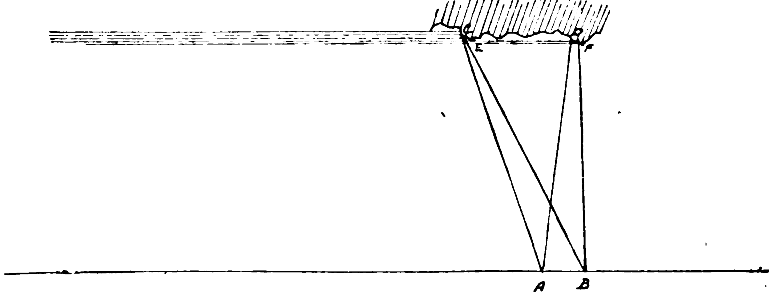


Fig. 3.

worden, daß sie mit möglichster Annäherung den Bedingungen entspricht, die Fuller in seiner Arbeit angibt, wo er zwei Stationen behandelt, die 9 Seemeilen auseinander liegen. Der Gangunterschied zwischen den beiden Bahnen nach A beträgt ungefähr 30 km und jener zwischen den beiden Bahnen nach B ungefähr 26 km. Für eine Wellenlänge von 7500 m würden die Signale in A stark sein, weil der Gangunterschied 8 halbe Wellenlängen beträgt; in B würden die Signale schwach sein, weil der Gangunterschied nahezu 7 halbe Wellenlängen ausmacht. Bei einer Wellenlänge von ungefähr 8500 m würde der Gangunterschied zwischen den beiden Bahnen nach A eben etwas weniger als 7 halbe Wellenlängen ausmachen, so daß die Signale schwach sein würden, während bei B der Gangunterschied eben etwas

1) Die Zeichnung ist allerdings so ausgeführt, daß die beiden interferierenden Strahlen in einer Ebene liegen; es ist aber klar, daß die Strahlen auch aus anderen, nicht in einer und derselben Ebene liegenden Richtungen reflektiert werden können.

mehr als 6 halbe Wellenlängen betragen würde und die Signale dort daher stark sein würden. Diese Vorgänge lassen sich kaum als von der Erzeugung einer Interferenzbande in dem gewöhnlichen Sinne herrührend darstellen, in dem man in der Lichtlehre von Interferenzerscheinungen spricht. Die Interferenz zwischen den längs der verschiedenen Bahnen fortschreitenden Strahlen ist eine durchaus zufällige, und die Gebiete elektromagnetischer Helligkeit und Dunkelheit sind wahrscheinlich in höchst unregelmäßiger Weise verstreut. Die hier gegebene Erklärung ist allerdings nur eine aus einer unendlichen Anzahl möglicher Erklärungen, aber sie steht in Einklang mit allen Beobachtungen, die Herr Fuller gemacht hat, und entspricht sehr nahezu allem, was wir auf Grund unserer Kenntnis der oberen Schichten der Atmosphäre erwarten können. Die interessante Rechnung, die kürzlich Herr Cohen angestellt hat[1]), und aus der hervorgeht, daß die Ergebnisse Austins sich durch eine Formel von der Form

$$I_R = \frac{K}{D}(1 + ND)\,\varepsilon^{-0{,}0019\frac{D}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

darstellen lassen, steht ebenfalls zu unserem Gegenstande in Beziehung, insofern als sie anscheinend auf die Stärke zerstreuter Wellen hinweist, die von der Unterseite der Heaviside-Schicht reflektiert worden sind. Die Fullerschen Ergebnisse verleihen somit der Theorie Gewicht, nach welcher die von der Heaviside-Schicht gebildete reflektierende Fläche gänzlich unregelmäßig ist, oder vielmehr, sie weisen auf das Vorhandensein einer unregelmäßigen Masse reflektierender Wolken hin, welche die untere Fläche der Schicht bilden. Im Verein hiermit muß eine Brechung von gewissem Betrage vorhanden sein, um den Strahlen zu ermöglichen, einen Bogen von nahezu 30° der Erdoberfläche zu umgehen, den sie auf dem Wege von San Francisco nach Honolulu zurücklegen müssen, wie bereits Eccles auseinandergesetzt hat.[2])

Wir können allerdings nicht mehr tun, als Vermutungen anstellen über die Ursachen jener Erscheinungen, die in solchen Medien auftreten, von deren Eigenschaften wir keine durch unmittelbare Versuche gewonnenen Kenntnisse besitzen können; immerhin aber scheinen die Tatsachen durch eine Auffassung der geschilderten Art eine angemessene Erklärung zu finden. Wir dürfen daher die Theorie der Heaviside-Wolke als weiter gefestigt ansehen. Meine eigenen Unter-

1) Cohen, Electrician 76, 743.
2) Eccles, Proc. Roy. Soc., a. a. O.

suchungen, die leider durch den Krieg eine vollständige Unterbrechung erfahren haben, bewegten sich in derselben Richtung, wenngleich die Entfernung, über die ich arbeitete, nämlich die Strecke von London nach Paris (650 km), verhältnismäßig kurz war. In dem Berichte über meine Versuche, der seitens der Institution of Electrical Engineers veröffentlicht worden ist[1]), habe ich nachdrücklich auf die zuerst von Fessenden aufgestellte „Wolkentheorie“ als die wahrscheinlichste Erklärung der beobachteten Erscheinungen hingewiesen. Nunmehr wird denn auch diese Erklärung durch die Ergebnisse des Herrn Fuller bestätigt, obschon man bei den Versuchen zwischen San Francisco und Honolulu notwendig auch noch eine Brechung annehmen muß. Es steht zu hoffen, daß weitere Versuche folgen werden, denn solche Untersuchungen geben uns nicht nur reichliche Aufschlüsse über die Technologie der drahtlosen Telegraphie, sondern sie können uns auch gestatten, weitere Kenntnisse über die Natur der oberen Atmosphärengebiete zu erlangen, und zwar in größeren Höhen als jenen, in welchen Ballonbeobachtungen möglich sind.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor Wilberforce für seine Mitarbeit danken.

Zusammenfassung.

Die in der Stärke der empfangenen Signale auftretenden Änderungen werden zum Teil dem Vorhandensein einer „Heaviside-Wolkenschicht“ zugeschrieben, die aus Massen ionisierter Gase in beträchtlichen Höhen besteht. Es wird eine teilweise Bibliographie über diesen Gegenstand mitgeteilt.

Es wird die Theorie der durch einen sphärischen Reflektor verursachten Interferenz gegeben, und die Ergebnisse der von Herrn Leonard Fuller angestellten Empfangsversuche werden im Lichte der abgeleiteten Theorie untersucht. Es wird gezeigt, daß die Heaviside-Schicht wahrscheinlich ganz unregelmäßig ist, und daß wahrscheinlich eine Brechung der fortschreitenden Wellen stattfindet.

Meinungsaustauch.

Schriftliche Meinungsäußerung des Herrn Leonard F. Fuller:

Telegraphisten, die mit kontinuierlichen Wellen arbeiten, haben häufig beobachtet, daß zwar die zur Nachtzeit empfangenen Signale bei den kürzeren Wellen stärker sein können, daß indessen ihr Schwächerwerden so viel häufiger auftritt, daß diese kürzeren Wellen

1) Proc. Am. Inst. El. Eng. **53**, 329.

für den praktischen Betrieb selbst beim Arbeiten zur Nachtzeit den längeren Wellen nachstehen.

Diese Beobachtung läßt sich folgendermaßen erklären:

Wenn man in die Kurve der Figur 13 meiner von Herrn Professor Marchant erwähnten Arbeit, die vom American Institute of Electrical Engineers veröffentlicht worden ist, die Mittelwerte aus den Beobachtungen einträgt, so erhält man eine Kurve für die Zahl der empfangenen Watt, die annähernd der Kurve für die seitens des Senderluftleiters ausgestrahlten Energiemenge folgt.

Das ist durchaus naturgemäß und ist der Grund für die erste der praktischen Beobachtungen der Telegraphisten. Die zweite Beobachtung läßt sich durch die folgende Betrachtung der Theorie der Figur 3 in der Arbeit des Herrn Marchant erklären,

Wie Herr Marchant betont, sind Interferenzbanden in dem Sinne, in dem wir sie bei Lichterscheinungen für gewöhnlich auffassen, nicht vorhanden, wenn wir die Bahn des Fortschreitens parallel zur Erdoberfläche im Ganzen oder auch örtlich in A und B betrachten. Sofern die Zahl der möglichen Anordnungen einer Heaviside-Wolke unbegrenzt ist, besteht eine unbegrenzte Zahl von Möglichkeiten für ähnliche Punkte wie A und B. Sonach können Gebiete schwacher und starker Signale hinsichtlich ihrer Ausdehnung und ihrer räumlichen Verteilung gänzlich unregelmäßig sein.

Diese Gebiete entstehen durch die Übereinanderlagerung zweier Wellen derselben Frequenz, die nicht miteinander in Phase sind, und nicht durch die Vereinigung zweier Wellen verschiedener Frequenz. Der relative Betrag der Schwächung oder Verstärkung von Signalen an einem gegebenen Punkte hängt daher von der Verschiebung des Phasenwinkels der beiden interferierenden Wellen ab. Diese Verschiebung hängt von den tatsächlichen mechanischen Abmessungen der Krümmungen an der Unterseite der Heaviside-Schicht ab. Wenn wir annehmen, daß sich die Umrisse dieser Schicht beständig ändern, so leuchtet es ein, daß die Phasenverschiebung der interferierenden Wellen bei einer gegebenen Veränderung der Heaviside-Schicht um so geringer ist, je größer die Wellenlänge ist. Sonach kann die Schwächung bei den längeren Wellen weniger störend und der praktische Wert solcher Wellen daher größer sein.

(Nach Proc. Inst. Radio Engineers (New York) **4**, Nr. 6, S. 511 bis 521, 1916 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 31. Januar 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistr. 31.

Die Änderung der Stärke radiotelegraphischer Signale mit der Jahreszeit.

(Seasonal Variation in the Strength of Radiotelegraphic Signals.)

Von **Louis W. Austin.**[1])

Im Jahre 1912 wurden am Bureau of Standards Versuche zur Messung der Stromstärke in der Empfangsantenne in Angriff genommen, wie sie durch die von den drahtlosen Stationen zu Philadelphia und auf der Navy zu Norfolk ausgesandten Signale erzeugt wird. Der Zweck der Versuche war, die Änderung der Signalstärke zu verschiedenen Jahreszeiten zu bestimmen.

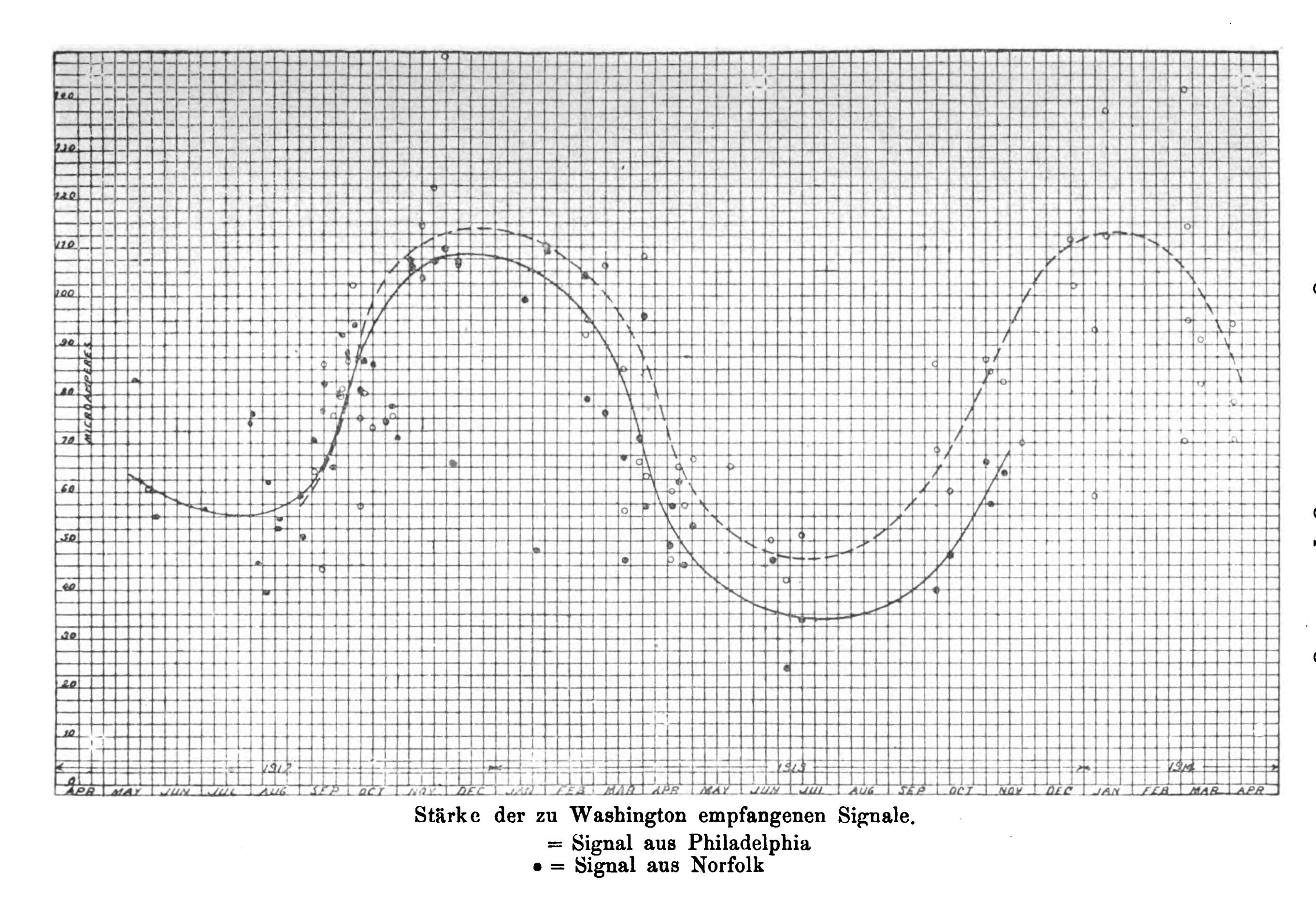
Es war bereits qualitativ bekannt, daß die Signale im Winter im allgemeinen stärker waren als im Sommer, insbesondere dann, wenn die Übermittelung über Land stattfand. Gewöhnlich wird als Grund hierfür die Absorption der Wellen infolge der Vegetation zur Sommerszeit angegeben.

Die Versuchsbedingungen waren folgende: Die Sendewellenlänge betrug 1000 m, und die Funkenfrequenz war ungefähr 1000 in der Sekunde, wobei die Stromstärke in der Senderantenne nicht weit von 10 Ampere gehalten und dafür Sorge getragen wurde, daß Wellen von nur einer einzigen Frequenz ausgesandt wurden. Die Höhe bis zur Mitte der Kapazität des Luftleiters in Philadelphia betrug 39 m, jene bis zur Mitte des Luftleiters in Norfolk 52 m. Der Luftleiter des Bureau of Standards ist eine Harfenantenne von 55 m mit einer wirksamen Höhe bis zur Mitte der Kapazität von 30 m. Die Kapazität bnträgt 0,0014 Mikrofarad. Die Entfernung vom Bureau of Standards bis zur Station in Philadelphia ist 185 km und bis zur Station in Norfolk 235 km. Das Verfahren zur Messung der Empfangsstromstärke im Luftleiter ist an anderer Stelle beschrieben worden.[2])

Die Ergebnisse der Beobachtungen sind in der beigegebenen Figur dargestellt. Die Ordinaten bedeuten Mikroampere der Empfangsstromstärke, bezogen auf eine konstante Stromstärke von 10 Ampere in der Senderantenne. Der Gesamtwiderstand des Empfangsluftleiters, mit Einschluß jenes des Luftleiters, betrug 69 Ohm. Die Figur zeigt einen

1) Dem Institute of Radio Engineers, New York, am 2. Dezember 1914 vorgelegt.

2) Bull. Bur. of Stand. 7, 295, 1910. Reprint No. 157.



Stärke der zu Washington empfangenen Signale.
○ = Signal aus Philadelphia
● = Signal aus Norfolk

stark ausgeprägten Unterschied zwischen den Stromstärken im Sommer und im Winter, aber die großen Schwankungen zwischen den einzelnen Werten macht es schwierig, quantitative Schlüsse zu ziehen; weichen doch Beobachtungen an aufeinanderfolgenden Tagen in mehreren Fällen stärker als im Verhältnis 2:1 voneinander ab, während die Beobachtungsfehler sicherlich kleiner als 10 v. H. sind. Ich habe durch die einzelnen Beobachtungspunkte rohe Kurven gezogen, die den allgemeinen Verlauf der Änderungen angeben. Die Werte für Philadelphia liegen im allgemeinen höher als jene für Norfolk, mit Ausnahme der im Herbst 1912 vor der Ausführung gewisser Änderungen an dem Luftleiter zu Philadelphia aufgenommenen; diese Änderungen haben anscheinend die Kapazität des Luftleiters vermehrt. Nach dem November 1913 wurden in Norfolk keine Beobachtungen angestellt, da Änderungen an dieser Station eine richtige Vergleichung der vor dieser Zeit gemachten Beobachtungen mit den später angestellten unmöglich machten. Trotz der Unregelmäßigkeiten zwischen den Beobachtungen gehen einige Tatsachen ziemlich sicher aus ihnen hervor: Die Änderungen mit der Jahreszeit scheinen in verschiedenen Jahren verschieden zu sein, und das Minimum für 1912 ist höher als jenes für 1913. Die Kurven für den Herbst 1912 scheinen steiler anzusteigen als jene für den Herbst 1913, denn der Höchstwert wird praktisch 1912 am 1. November und 1913 erst in der Mitte des Dezembers erreicht. Es hat sich nicht als möglich erwiesen, einen bestimmten Zusammenhang zwischen der Signalstärke und den Änderungen in den Belaubungsverhältnissen herzustellen, obschon letztere möglicherweise einen wichtigen Faktor bei den Änderungen bildet. Im Gegensatz zu den früher vertretenen Anschauungen scheint zwischen Regenfall und Übertragung der Signale kein stark ausgeprägter Zusammenhang zu bestehen. Das war besonders im Herbst 1912 bemerkbar, als nach einer Trockenperiode Regen einsetzte und vier Tage lang heftig fiel. Diese Erscheinung verursachte jedoch keine sichere Zunahme in der Stärke der empfangenen Signale.

Diese vorläufige Beobachtungsreihe lehrt, daß es zu einer gründlichen Erforschung des Gegenstandes erforderlich sein wird, mindestens zweimal wöchentlich, und noch besser jeden Tag, während eines langen Zeitraumes zu beobachten. Aus diesen Beobachtungen wird man dann Mittelwerte ableiten und aus diesen wiederum den allgemeinen Gang der Erscheinung mit einem gewissen Grade von Genauigkeit ermitteln können. Dann wird es vielleicht möglich sein, durch Vergleichung mit den Kurven für die meteorologischen und magnetischen Vorgänge

Beziehungen aufzufinden, die zur Erklärung der Änderungen mit der Jahreszeit, sowie auch der Unregelmäßigkeiten zwischen den einzelnen Beobachtungen beitragen könnten.

Die meisten dieser Beobachtungen sind von meinem Assistenten, Herrn Oberelektriker H. J. Meneratti, angestellt worden.

Zusammenfassung.

Im Bureau of Standards wurde während eines Zeitraumes von etwa zwei Jahren die Stärke der von zwei Stationen her empfangenen Signale gemessen. Die Sendewellenlänge betrug 1000 m, die Funkenfrequenz 1000 und die Sendestromstärke für jeden der Sender etwa 10 Ampere. Ihre Entfernung war 185 bzw. 235 km. Es werden die Kurven für die Änderung in der Stärke der empfangenen Signale mitgeteilt und besprochen.

Erörterung.

Robert H. Marriott: Es wird sich als interessant und lehrreich erweisen, die von Herrn Dr. Austin gefundenen Ergebnisse mit jenen zu vergleichen, die ich in meiner Arbeit über die Änderung der Reichweite drahtloser Signale („Radio Range Variation") dem Institute of Radio Engineers vorgelegt habe (s. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, **2**, 37), insbesondere mit der Tafel 3 und den Figuren 1 und 2 jener Arbeit.

Alfred N. Goldsmith: Aus den Ergebnissen des Herrn Dr. Austin geht klar hervor, daß für die besonderen Stationen, die er in Betracht gezogen hat, der für die Übermittelung günstigste Tag in der Nähe des 1. Januar und der für die Übermittelung schwierigste Tag in der Nähe des 15. Juli liegt. Das Verhältnis zwischen der empfangenen Energie im Winter und im Sommer (für die äußersten Fälle) ergibt sich zu 6,3. Dieses letztgenannte Ergebnis ist indessen nicht sehr genau, denn die einzelnen Werte dieses Verhältnisses liegen zwischen 3, 9 und 10.

Nach Proc. Inst. Radio Eng. (New York) **3**, Nr. 2, 103—106, 1915 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.

(Eingesandt 18. März 1916.)

Adresse des Autors: Dr. L. W. Austin, U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory Navy Dept. Washington D. C., U. S. A.



Referate.

A. H. Taylor und **A. S. Blatterman**, Die zeitliche Änderung der drahtlosen Übertragung bei Nacht „Variations in nocturnal transmission". (Proc. Inst. Radioeng. **4**, 131—148, 1916.)

Die Versuche wurden gemacht zwischen 2 Landstationen in den Vereinigten Staaten, Grand Forks (North Dakota) und St. Louis (Missouri), deren Entfernung 1250 km beträgt.

Beide Stationen besaßen gedämpfte Sender mit synchron rotierenden Funkenstrecken. Diejenige in St. Louis gab bei Verwendung von 70periodigem Wechselstrom eine Gruppenfrequenz von 700/sek., diejenige in Grand Forks mit 60periodigem Wechselstrom eine Gruppenfrequenz von 1100/sek. St. Louis sandte mit einer Wellenlänge von 850 m, einem Dekrement von 0,14 und einem Antennenstrom von 7 Amp., Grand Forks war zur Aussendung von 3 Wellenlängen, 1500, 850 und 500 m eingerichtet; das Dekrement war 0,11 bzw. 0,09 bzw. 0,18, der Strom in der Antenne ca. 12 Amp., die effektive Höhe der Antenne ca. 27 m.

Für den Empfang wurden in beiden Stationen 1 gekoppelter Empfänger verwendet, in St. Louis mit einem einfachen Audion, in Grand Forks mit einer komplizierteren Anordnung, die 2 Audion enthielt. Bestimmt wurde auf der Empfangsstation die Lautstärke mit der Parallel-Ohmmethode; bei der Berechnung der Lautstärke aus dem gemessenen Parallelwiderstand wurde die Impedanz des Telephons für die betreffende Gruppenfrequenz, die ungefähr doppelt so groß war als der Ohmsche Widerstand, in Rechnung gesetzt. Die Konstanz der Empfindlichkeit des Empfängers wurde geprüft mit einem Standardsummerkreis, der auf die betreffende Wellenlänge eingestellt war, oder durch Vergleich mit einem Perikondetektor mit sehr konstanter Einregulierung. Über die Konstruktion des Standardsummerkreises und die Art der Prüfung sind in der Abhandlung keine näheren Angaben gemacht.

Die Messungen wurden während der eigentlichen Nacht alle Stunden, in der Nähe von Sonnenaufgang und -untergang alle 15 Minuten gemacht. Reproduziert sind in der Arbeit die Kurven, welche die Abhängigkeit der Lautstärke von der Zeit für die Nächte darstellen, die am 23. Dez. (Fig. 1), 7. Jan., 28. Jan., 6. März und 17. April begannen. Zum Vergleich sind beigefügt die Wetterkarten (Fig. 2) des der betreffenden Nacht vorhergehenden Tages.

Die Resultate der Messungen zeigen folgendes:

1. Sie bestätigen, daß die mittlere Lautstärke bei Nacht erheblich größer ist als bei Tag: die mittlere Lautstärke, die mit der 500 m-Welle in der Nacht nach dem 23. Dez. erzielt wurde, ist ungefähr 90, während bei Tag überhaupt kein Verkehr zwischen den Stationen möglich war.

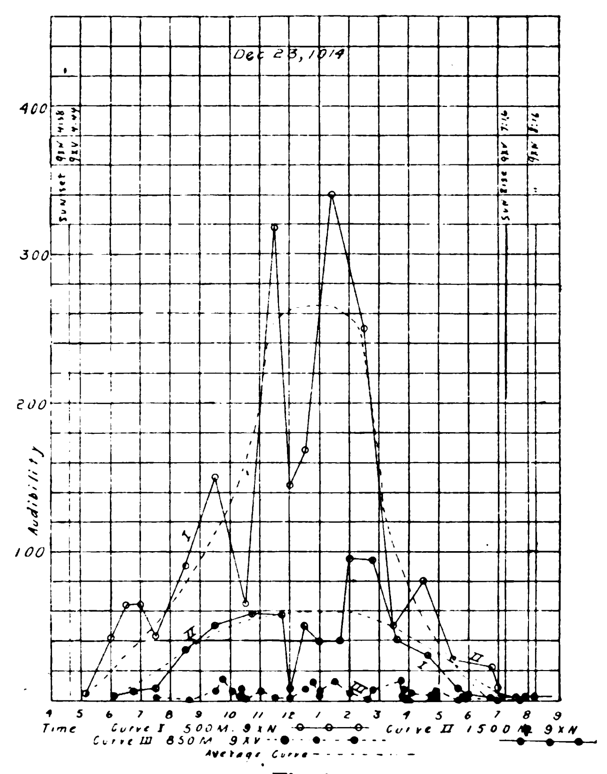


Fig. 1.

Die Zunahme der Lautstärke von Abend bis Mitternacht erfolgt in anderer Weise als die Abnahme der Lautstärke von Mitternacht bis Morgen: die Lautstärkekurve ist nicht symmetrisch bezüglich Mitternacht.

2. Sie bestätigen ferner, daß der Nachtverkehr im Winter erheblich günstiger ist als im Sommer: die Lautstärken im März und April sind viel kleiner als im Dezember und Januar. Bei Versuchen, die noch später (am 10. Juni) gemacht wurden, konnte keine der

beiden Stationen die Zeichen der anderen aufnehmen. Nach Ansicht der Verfasser ist der starke und ziemlich rasche Abfall der Lautstärke im Frühling auf das Verschwinden der Schnee- und Eisdecke zurückzuführen.

3. Aus dem Vergleich der mittleren Lautstärke in einer Nacht mit der Wetterkarte des vorhergehenden Tages leiten die Verfasser eine Bestätigung der Ansicht ab, die der eine von ihnen schon früher geäußert hatte, daß nämlich wolkiges Wetter am Tage auf die Lautstärke in der nächsten Nacht sehr günstig wirkt.

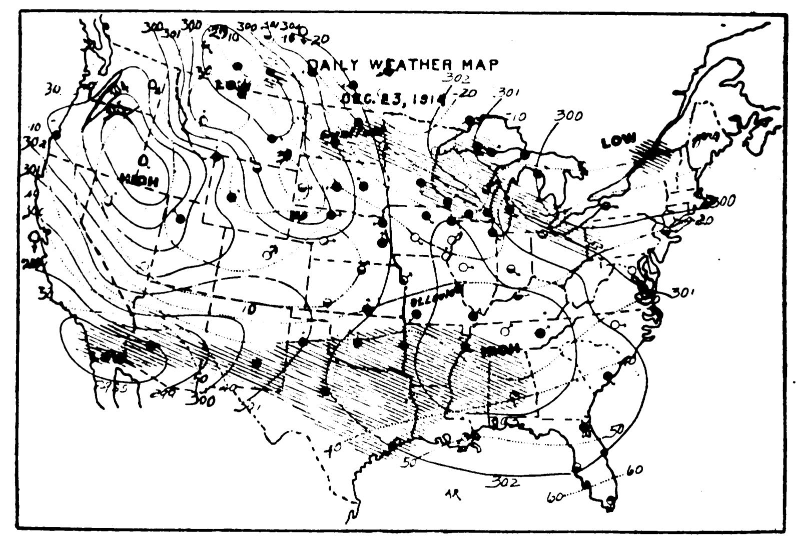


Fig. 2.

4. Der Unterschied zwischen 2 Lautstärken, die in derselben Nacht verhältnismäßig kurz nacheinander aufgenommen wurden, kann außerordentlich groß sein und — wenn man ihn in Prozenten ausdrücken will — mehrere Hundert Prozent betragen.

5. Bezüglich des Einflusses der Wellenlänge bestätigen die Versuche, daß für die Nachtübertragung im Winter kurze Wellenlängen viel günstiger sind als lange. Dagegen sind die Schwankungen kleiner bei langen Wellen.

Besonders interessant sind die Ergebnisse, soweit sie sich mit der Frage beschäftigen, ob die Schwankungen der Lautstärke für die verschiedenen Wellenlängen zusammenfallen oder verschieden sind. Die 500 m-Welle ist die 3. Harmonische der 1500 m-Welle, während die

850 m-Welle in keinem ganzzahligen Verhältnis zu der 500- oder 1500 m-Welle steht. Diese Zahl der 3 Wellenlängen gestattet einen Schluß darauf, ob die plötzlichen Schwankungen der Lautstärke durch einen Interferenzeffekt (z. B. durch Reflexion an einer diskontinuierlichen Schicht) zu erklären sind oder nicht. Wenn diese Schwankungen durch eine Interferenzwirkung hervorgerufen sind, so ist zu erwarten, daß jedem Maximum bzw. Minimum der 1500 m-Welle auch ein Maximum bzw. Minimum der 500 m-Welle entspricht (nicht notwendig umgekehrt), daß dagegen die Maxima und Minima der 850 m-Welle in keinem einfachen Zusammenhang mit denjenigen der 1500 m-Welle stehen. Das scheint durch die Messungen bestätigt zu werden. Sie machen es demnach wahrscheinlich, daß mindestens ein Teil der raschen Änderungen der Lautstärke durch Interferenzerscheinungen verursacht sind.

Die Abhandlung enthält reichliche Angaben über frühere Arbeiten, die sich mit der zeitlichen Änderung der Reichweite beschäftigen. Z.

(Eingesandt 21. April 1916.)

Adresse des Referenten: Prof. Dr. J. Zenneck, c/o. K. G. Frank, 90 West Str., New York U. S. A.

H. Parodi[1], Die Theorie von Eccles und die drahtlose Telegraphie. La Lum. Él. (2) **25**, 449, 491, 1914.

Übersicht.

Dr. Eccles in London zeigt, daß der Durchgang einer elektromagnetischen Welle durch eine ionisierte Atmosphäre eine Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit eben dieser Welle hervorbringt; in einer Atmosphäre, in welcher die Ionisation verteilt ist, müssen daher die elektromagnetischen Strahlen in der Weise gebeugt werden, daß ihre konvexe Seite sich der Seite zuwendet, auf welcher die Ionisation zunimmt, und daß sie eine umso stärkere Krümmung annehmen, je geringer die Schwingungsfrequenz ist.

Aus dieser Grundtatsache zieht Eccles wichtige Schlußfolgerungen in Betreff der Rolle, welche die Frequenz für die Reichweite der Signale in der drahtlosen Telegraphie spielt; ferner folgert er aus ihr eine einleuchtende Erklärung für die periodischen Erscheinungen der Änderung in der Stärke der atmosphärischen Störungen.

---

1) Vgl. auch Jahrbuch 8, 253, 282, 1914. (Arbeiten von Eccles.)

Die drahtlose Telegraphie ergibt sich unmittelbar aus der Theorie von Maxwell und den Versuchen von Hertz, durch welche die Identität der elektrischen und der optischen Vorgänge dargetan wird.

Die seitens eines Luftleiters ausgesandten elektromagnetischen Wellen unterscheiden sich von den seitens einer Lichtquelle ausgesandten

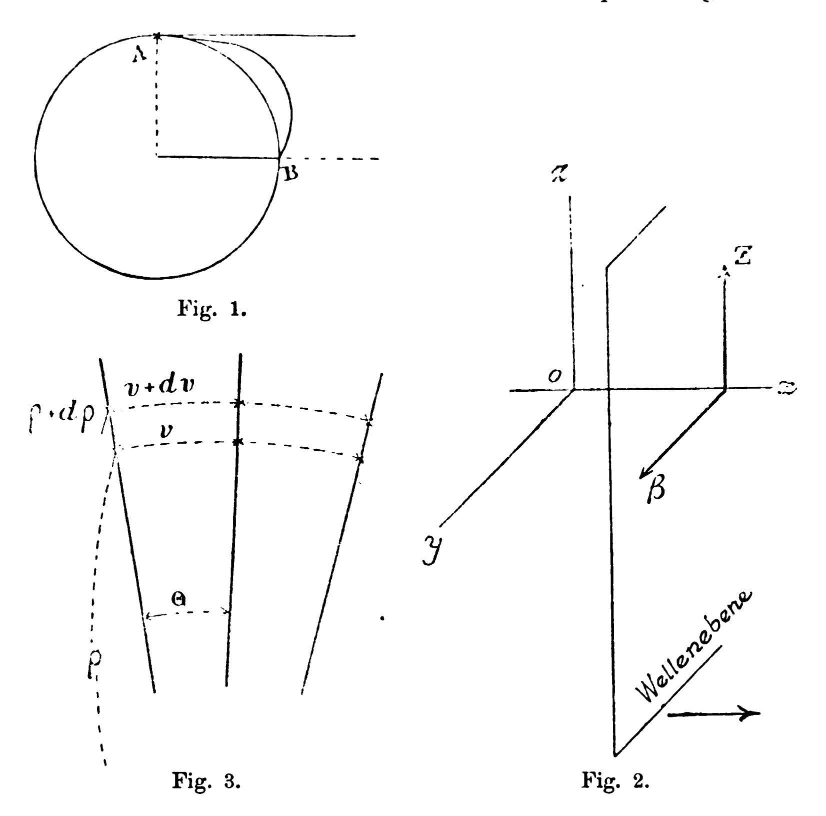


Fig. 1.

Fig. 3.

Fig. 2.

Lichtwellen nur durch die Schwingungszahl der Ätherschwingungen. Ein Detektor spielt die Rolle eines Auges, das für die Strahlen großer Wellenlänge empfindlich ist, das heißt für das „Licht geringer Schwingungszahl". Aber aus der elektrooptischen Theorie in ihrer Anwendung auf den Äther allein ergeben sich zahlreiche Schwierigkeiten: insbesondere vermag diese Theorie nicht den Mechanismus der Signalübermittelung auf Entfernungen von 10000 km zu erklären, wie sie einer Lage der Sende- und der Empfangsstation zueinander unter 90° auf der Oberfläche der Erdkugel entsprechen.

Der gewaltige Unterschied in der Schwingungszahl, der zwischen einem elektromagnetischen Strahl der drahtlosen Telegraphie ($F = 10^5$) und einem Lichtstrahl ($F = 10^{14}$) besteht, gestattet keine Erklärung für die Übertragung einer merklichen Energiemenge auf 10000 km trotz der Krümmung der Erde durch einfache Beugung. Die Untersuchungen eines Poincaré [1]), eines Rayleigh, eines Macdonald, eines Nicholson und anderer lassen hierüber keinen Zweifel bestehen. Nicholson [2]) hat nämlich gezeigt, daß die während der Zeiteinheit durch Beugung an zwei identischen Stationen in einer Entfernung von 3000 km bezw. 100 km von einer und derselben Senderstation empfangenen Energiemengen sich zueinander annähernd wie $1:10^{12}$ verhalten müßten. Und kein Empfänger, der in 100 km Entfernung arbeitet, wäre imstande auf 3000 km Entfernung durch eine billionenfach kleinere Kraft beeinflußt zu werden.

Seit langer Zeit hat man sich darüber Rechenschaft gegeben, daß die Krümmung der elektromagnetischen Strahlen auf einer eigentümlichen Wirkung des Mediums beruhen müsse, einer Wirkung, die ihrerseits durch die von der Sonne ausgesandten Strahlungen hervorgerufen würde. Man hat nämlich schon seit den ersten Versuchen in der drahtlosen Telegraphie bemerkt, daß die Übermittelung im allgemeinen bei Nacht leichter war als bei Tage, und daß die Reichweite der Apparate im Dunkeln merklich größer war.

Heaviside hat übrigens schon im Jahre 1904 [3]) darauf hingewiesen, daß die von der Sonne ausgehenden ultravioletten Strahlen eine kräftige Elektrisierung der oberen Schichten der Atmosphäre hervorrufen müssen, in denen die Luft stark verdünnt ist, und daß sie dort eine Art leitender Schale erzeugen müssen, an welcher die von der Sonne ausgehenden Strahlen reflektiert werden müssen; infolge der fortschreitenden Änderung der Ionisierung der Luft muß sich die Atmosphäre wie ein Medium mit veränderlichem „Brechungsvermögen“ verhalten.

Eccles hat den Gedankengang Heavisides in veränderter Gestalt wieder aufgenommen und hat in einer Mitteilung an die Royal Society in London im Jahre 1912 [4]) eine sehr interessante Erklärung für die Krümmung der elektromagnetischen Strahlen und für die Periodizität der Intensitätsänderungen der übermittelten Signale gegeben,

1) S. z. B. Jahrbuch 3, 445.
2) Phil. Mag., Januar 1911, On the bending of electric waves, S. 68.
3) Electrical Papers 2, 94.
4) Proc. Roy. Soc. London, Juni 1912.

wobei er die Wirkung eines Mediums mit „verteilter Ionisation“ auf einen Zug elektromagnetischer Wellen genau umrissen hat.

Diese Wirkung ist nach Eccles die folgende:

Eine elektromagnetische Welle erfährt beim Durchgang durch ein ionisiertes Medium eine Zunahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, die um so größer ist, je kleiner die Frequenz ist.

Wir wollen rasch den Beweis wiedergeben, den Eccles für diesen Satz gegeben hat, um uns dann eingehender mit der Darlegung seiner Folgerungen zu beschäftigen.

In einem isotropen Dielektrikum, das durch seine elektrische Konstante k und seine magnetische Konstante μ definiert ist, lauten bekanntlich die Maxwellschen Gleichungen für die elektrische und die magnetische Kraft in einem Punkte einer ebenen Welle, die sich beispielsweise senkrecht zur x-Achse fortpflanzt, folgendermaßen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial z}{\partial x} &= \mu \frac{\partial \beta}{\partial t} \\ \frac{\partial \beta}{\partial x} &= k \frac{\partial z}{\partial t} \end{aligned}\right\} \qquad \text{(I)}$$

wenn wir mit β die magnetische Kraft parallel zu oy und mit z die elektrische Kraft parallel zu oz bezeichnen.

Weiter ist bekanntlich, wenn diese Welle eine Schwingung von der Schwingungszahl F mitführt, des Integral der Gleichungsgruppe (I)

$$z = e^{2\pi F i\left(t - \frac{x}{V_0}\right)},$$

ist, wenn wir mit

$$V_0 = \frac{1}{\sqrt{k\mu}}$$

die Lichtgeschwindigkeit bezeichnen.

Eine elektromagnetische Welle pflanzt sich also in einem vollkommenen Dielektrikum ohne Dämpfung fort und mit einer konstanten Geschwindigkeit gleich jener des Lichtes.

Nehmen wir jetzt an, das Medium sei ionisiert, und zwar gleichförmig mit einer Konzentration von n Ionen im Kubikzentimeter, mit der Masse m und der Ladung e; dann müssen die vorstehenden Gleichungen in nachstehender Weise ergänzt werden, wobei ξ die Verschiebung der Ionen und f einen Reibungskoeffizienten bezeichnet, welcher den Widerstand definiert, den das Medium der Bewegung der Ionen analog einer „inneren Reibung“ entgegensetzt:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial z}{\partial x} &= \mu \frac{\partial \beta}{\partial t}\\ \frac{\partial \beta}{\partial x} &= k \frac{\partial z}{\partial t} + 4 \pi n e \frac{d \xi}{d t}\\ m \frac{d^2 \xi}{d t^2} + f \frac{d \xi}{d t} &= e z\end{aligned}\right| \quad \text{(II)}$$

Wenn wir annehmen, daß die Welle eine Schwingung von der Frequenz F mit sich führt, so muß z die Gestalt

$$z = e^{-i 2 \pi F} \varphi(x)$$

haben, und die Gleichungen (II) werden;

$$\frac{d \xi}{d t} = \frac{e z}{2 \pi F m i + f} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = k \mu \frac{\partial^2 z}{d t^2} + \frac{4 \pi n \mu e^2}{2 \pi \cdot F m i + f} \frac{\partial z}{\partial t}. \quad (2)$$

Diese letztere Gleichung läßt als Integral die Gleichung

$$z = e^{-l x + i 2 \pi F \left(t - \frac{x}{v}\right)} \quad (3)$$

zu, wenn wir

$$\gamma = \frac{4 \pi m n e^2}{k[(2 \pi F m)^2 + f^2]},$$

setzen und den Größen l und v die folgenden Werte geben:

$$l = \frac{k \mu f \gamma v}{2 m},$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{k \mu}} \frac{\gamma f}{2 \pi F m} \sqrt{2(1-\gamma)} \Bigg/ \sqrt{\sqrt{1 + \left[\frac{\gamma f}{2 \pi F m (1-\gamma)}\right]^2} - 1}\,.$$

Diese Werte für l und v erhalten wir unmittelbar, wenn wir eine Gleichung vierten Grades auflösen, die sich ergibt, wenn wir in die Differentialgleichung (2) für z seinen Ausdruck (3) einsetzen.[1])

---

1) Die sehr einfache Rechnung ist folgendermaßen auszuführen:

$$z = e^{-l x + i 2 \pi F \left(t - \frac{x}{v}\right)}$$

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \left(-l - \frac{2 \pi F}{v} i\right) z \quad \frac{\partial z}{\partial t} = 2 \pi F i z \quad \frac{d \xi}{d t} = e z \frac{f - 2 \pi F m i}{f^2 + (2 \pi F m)^2}$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = \left(-l - \frac{2 \pi F}{v} i\right)^2 z \quad \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = -(2 \pi F)^2 z$$

Setzt man diese Werte in die Gleichungen (1) und (2) ein, so erhält man:

$$\left[l^2 + \left(\frac{2 \pi F}{v}\right)^2\right] + 2 i \frac{2 \pi F l}{v} = -k \mu (2 \pi F)^2 + \frac{4 \pi n \mu e^2 (f - 2 \pi F m i)}{(4 \pi F m)^2 + f^2} 2 \pi F i\,.$$

Wenn wir die Größe γ als klein voraussetzen, vereinfachen sich die vorstehenden Gleichungen beträchtlich; behalten wir nur die Glieder ersten Grades von γ bei, so werden die Größen l, v und z dann:

$$\left.\begin{aligned} z &= e^{-lx+i2\pi F\left(t-\frac{x}{v}\right)} \\ \gamma &= \frac{4\pi m n e^2}{k[(2\pi Fm)^2+f^2]} \\ l &= \frac{f\gamma\sqrt{k\mu}}{2m}\left(1+\frac{1}{2}\gamma\right) \\ v &= \frac{1}{\sqrt{k\mu}}\left(1+\frac{1}{2}\gamma\right) \end{aligned}\right\} \qquad \text{(III)}$$

Wir sehen also, daß wegen der Ionisation des Mediums die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen größer sein

---

Setzt man die reellen und die imaginären Glieder getrennt für sich gleich Null, so findet man die beiden Gleichnngen:

$$l^2 + \frac{(2\pi F)^2}{v^2} = (2\pi F)^2 \mu k(\gamma - 1) \qquad (3)$$

$$\frac{l}{v} + \frac{1}{2}\frac{\mu k}{m}\gamma f \qquad (4)$$

die durch Eliminieren von l die Gleichung

$$v^4\left(\frac{\mu k\gamma f}{2m}\right)^2 + (2\pi F)^2 \mu k(1-\gamma)v^2 + (2\pi F)^2 = 0$$

liefern. Die Lösung dieser Gleichung ist:

$$v^2 = \frac{-(2\pi F)^2\mu k(1-\gamma) + \sqrt{(2\pi F)^4\mu^2 k^2(1-\gamma)^2 - 4\left(\frac{\mu k\gamma f}{2m}\right)^2(2\pi F)^2}}{2\left(\frac{\mu k\gamma f}{2m}\right)^2}.$$

$$v^2 = \left(\frac{2\pi Fm}{\gamma f}\right)^2\frac{1}{k\mu}2(1-\gamma)\left[\sqrt{1+\left[2\pi Fm(1-\gamma)\right]^2} - 1\right.$$

Nimmt man γ als sehr klein an, so erhält man, wenn man die einzelnen Glieder in Reihen entwickelt und diese mit den Gliedern ersten Grades von γ abbricht:

$$v^2 = \left(\frac{2\pi Fm}{f}\right)^2\frac{1}{k\mu}\frac{2(1-\gamma)}{\gamma^2}\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{\gamma f}{2\pi Fm(1-\gamma)}\right)^2 + \ldots - 1\right]$$

$$v^2 = \left(\frac{2\pi Fm}{f}\right)^2\frac{1}{k\mu}\left(\frac{f}{2\pi Fm}\right)^2\frac{1}{1-\gamma} = \frac{1}{k\mu(1-\gamma)}$$

und hieraus schließlich

$$v = \frac{1}{\sqrt{k\mu}}\left(1+\frac{1}{2}\gamma\right)$$

und

$$l + \frac{f\sqrt{k\mu}}{2m}\gamma \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{k[(2\pi Fm)^2+f^2]}{4\pi m n e^2}.$$

wird als jene des Lichtes. Man kann sich in groben Zügen von der Notwendigkeit dieser Zunahme durch die Bemerkung Rechenschaft geben, daß, wenn die elektrische Kraft gering ist, die Bewegungsrichtung des Moleküls die Richtung dieser Kraft Z ist, und daß diese Verschiebung einer elektrisch geladenen Masse einen Konvektionsstrom erzeugt, der der Ladung und der Geschwindigkeit des Teilchens proportional ist. Die Phase dieser Geschwindigkeit wird gegen die Kraft Z um ungefähr 90^0 *rückwärts* verschoben sein, während der wahre Verschiebungsstrom im Dielektrikum, $k \cdot dz/dt$, der dieselbe Richtung hat,

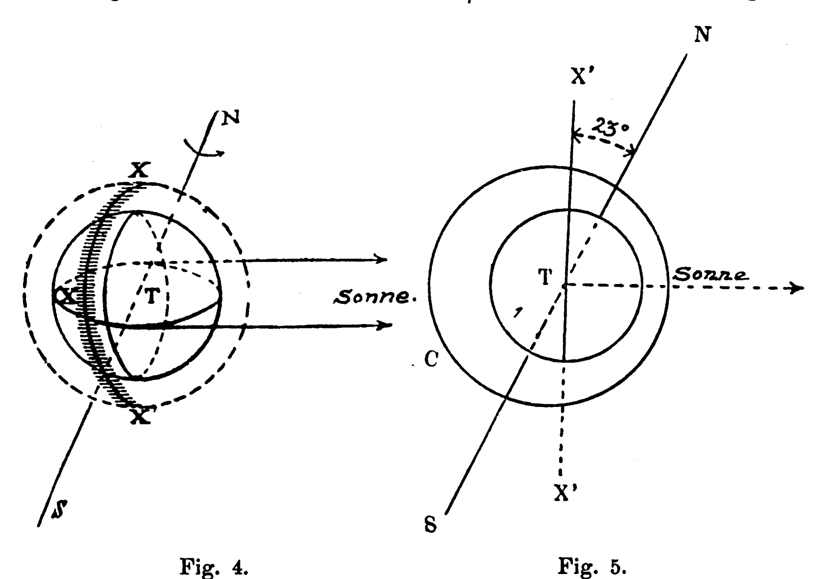


Fig. 4. Fig. 5.

gegenüber Z *vorwärts* verschoben ist; diese beiden Ströme werden sich also tatsächlich gegenseitig beeinträchtigen, und die Ionisation wird eine Wirkung hervorbringen, die einer Verminderung des Koeffizienten k gleichwertig ist, und die zugehörige Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$v = \frac{1}{\sqrt{k\mu}}$$

muß daher durchaus eine Vergrößerung erfahren.

Diese Geschwindigkeitszunahme ist um so kleiner, je größer die Schwingungszahl ist, und für Schwingungszahlen von der Größenordnung jener des Lichtes, 10^{14} Perioden in der Sekunde, sind diese Änderungen zu vernachlässigen. Für Frequenzen von der Größenord-

nung 10^5, wie sie in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, können diese Veränderungen bedeutend genug werden, um die „Krümmung der elektromagnetischen Strahlen" in einem Medium mit verteilter Ionisation hervorzurufen.

Die Krümmung der Strahlen.

Betrachten wir jetzt dasselbe Medium wie vorher, doch sei es ungleichförmig ionisiert, und nehmen wir an, die Größe γ in einem gegebenen Punkte,

$$\gamma = \frac{4\pi m n e^2}{k[(2\pi F m)^2 + f^2]},$$

sei eine Funktion der Entfernung ϱ dieses Punktes vom Mittelpunkte der Erde. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit wird in verschiedenen Höhen verschieden sein, und die Flächen gleicher Ionisation werden zur Erde konzentrische Kugeln sein. Bezeichnen wir mit v die Geschwindigkeit auf dem Niveau ϱ und mit $v + dv$ jene auf dem Niveau $\varrho + d\varrho$, so erhalten wir:

$$\frac{d\varrho}{\varrho} = \frac{dv}{v} \text{ und } \frac{1}{\varrho} = \frac{dv}{v\,d\varrho}$$

oder, da

$$v = \frac{1}{\sqrt{k\mu}}\left(1 + \frac{1}{2}\gamma\right)$$

ist, schließlich:

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{1}{2}\frac{d\gamma}{d\varrho}.$$

Die an der Erdoberfläche sehr schwach ionisierte Atmosphäre der Erde muß in den oberen Schichten sehr stark ionisiert sein. Wir wollen sehen, wie groß die Ionisation sein müßte, damit die Krümmung der Strahlen eine solche wird, daß sie sich auf einer zur Erdoberfläche parallelen Fläche anordnen. Es sei r der Erdhalbmesser, h die Höhe des betrachteten Kurvenpunktes. Es ist:

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{1}{2}\frac{d\gamma}{d\varrho} = \frac{1}{r+h} = \frac{1}{2}\frac{d\gamma}{dh};$$

für die betrachteten geringen Höhen werden wir also roh

$$\gamma = 2L\frac{2+h}{2} = \frac{2h}{r}$$

erhalten müssen. Die durch den Wert von γ definierte Ionisation müßte also proportional mit der Höhe über der Erdoberfläche wachsen.

Das Gesetz der Änderung von γ mit der Höhe ist uns tatsächlich vollkommen unbekannt; alles, was wir sagen können, ist, daß γ eine rasch anwachsende Funktion von h ist.[1])

Immerhin können wir andeutungsweise sagen, daß beispielsweise für eine Höhe $h = 30$ km, $r = 6400$ km, γ von der Größenordnung 0,1 sein müßte. Damit dies der Fall wäre, müßte bei einer Frequenz $F = 150000$ ($\lambda = 2000$ m), $n = 160000$ sein, und bei $F = 50000$ ($\lambda = 6000$ m) müßte $n = 16000$ sein. Diese Konzentrationen sind für eine derartige Höhe nicht unwahrscheinlich.

Was nun die Zusammensetzung der Erdatmosphäre anlangt, so nimmt Eccles an, daß man in ihr drei verschiedene Schichten betrachten kann.

1) Dieses unbekannte Gesetz müßte so beschaffen sein, daß es, wenn die Theorie von Eccles richtig ist, imstande wäre, die Änderung der empfangenen Energie als Funktion der Entfernung zu erklären.

Den Herren Austin und Cohen ist es gelungen (s. Bull. Bur. of Stand.. Nr. 3, 1911), diese Änderungen empirisch mit Hilfe der nachstehenden Formel darzustellen:

$$W = C \frac{e^{-\frac{a s}{\sqrt{\lambda}}}}{s^2}$$

In dieser Formel sind c und a Konstanten, und es ist ferner

s die Entfernung,

λ die Wellenlänge.

Diese Energieabnahme, die dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional und mit einer Absorption verbunden ist, welche jener analog ist, die das Licht erleidet, erfolgt sehr rasch: bei einer Wellenlänge von 5400 m ist das Verhältnis x zwischen den in

830 km, 1660 km und 2490 km

Entfernung empfangenen Energiemengen:

1 : 0,087 : 0,0028.

Die Berechnungen, welche Eccles angestellt hat, zeigen, daß die scheinbare Änderung der Dielektrizitätskonstanten nach der Theorie schneller erfolgen muß, als durch die Formel

$$\beta = \frac{1}{k} = \frac{c}{\varrho n + 1} = \gamma \text{ (Brechungsindex)}$$

ausgedrückt wird. Nehmen wir an, daß das Gesetz der Ionisierungsänderung durch diese letztere Formel ausgedrückt werde, so würden die oben angegebenen Ecclesschen Gleichungen gestatten, durch eine Reihe von Umformungen, die wir hier nicht wiedergeben wollen, als Verhältnis zwischen den Energiemengen, die in den eben genannten Entfernungen bei derselben Wellenlänge von 5400 m empfangen werden, die Werte

1 : 0,103 : 0,0107

zu erhalten.

Die *obere* Schicht, in welcher die Konzentration außerordentlich stark und die Luft sehr verdünnt ist, verhält sich genau wie die „leitende Hülle" Heavisides; sie wird wie ein Spiegel wirken, an dem die bis zu ihr gelangenden Strahlen reflektiert werden.

In der *mittleren* Schicht ist γ merklich, obwohl schwach, und hängt ausschließlich von der Frequenz ab:

$$\gamma = \frac{4\pi n e^2}{k(4\pi F)^2 m},$$

dabei ist der Koeffizient der inneren Reibung gegenüber $(4\pi Fm)$ zu vernachlässigen, da das Gas bereits sehr verdünnt ist.

Es folgt die *untere* Schicht, in welcher die Glieder mit f vorherrschen, und wo infolgedessen γ, das klein ist, als Hauptwert

$$\frac{k f^2}{4\pi n m e^2}$$

hat. Hier ist:

$$e = 10^{-20} \text{ in elektromagnetischen Einheiten,}$$
$$f = 7 \cdot 10^{-13} \text{ (annähernd),}$$
$$2\pi F = 10^{-7},$$
$$m = 2 \times 10^{-21} \text{ g,}$$
$$2\pi Fm = 2 \cdot 10^{-14}.$$

In diesem Falle sind $2\pi Fm$ und f von derselben Größenordnung (Frequenz 1000000); bei einer geringeren Frequenz von der Größenordnung, wie sie in der drahtlosen Telegraphie Anwenduug findet, wird also das Glied mit f in den geringen Höhen, wo der Koeffizient f den angegebenen Näherungswert besitzt, das wichtigere sein.

Wenn die Ionisierung von den Sonnenstrahlungen herrührt, so muß sich offenbar die „Verteilung" beständig mit der Intensität und der Neigung der Strahlen ändern, welche die Ionisation erregen. Das elektrische Leitvermögen des Mediums wird also von der Tageszeit und der Jahreszeit abhängen: tagsüber muß sich die mittlere Schicht im Augenblicke des Durchganges der Sonne durch den Meridian sehr weit nach unten ausdehnen und muß sich hinterher dann allmählich wieder erheben, um während der Nacht in einem nahezu stationären Zustande zu verharren. Die mittlere Schicht wird also eine den Gezeiten analoge auf- und absteigende Bewegung ausführen.

Während der Nacht verschwindet diese mittlere Ionisation möglicherweise fast ganz, und der leitende Teil der Atmosphäre konzentriert sich vielleicht ganz und gar in der oberen Heavisideschen Schicht.

Die Wiedervereinigung der Ionen muß besonders heftig im Augenblicke der Dämmerung sein, wo infolge der Drehung des Erdballes um die Pollinie NS die Intensität der Sonnenstrahlen rasch abnimmt, um kurz nach Sonnenuntergang vollständig null zu werden.

Gerade in der Nachbarschaft des zur Verbindungslinie des Erdmittelpunktes mit dem Sonnenmittelpunkte senkrechten großen Kreises XX' muß eine Zone zu finden sein, die Eccles als „Dämmerungszone" bezeichnet hat, eine Zone, in welcher in den Gebieten der Atmosphäre, welche infolge der täglichen Drehbewegung der Erde nacheinander durch diese Zone hindurchgehen, sich beständig die Änderungen des Ionisierungszustandes vollziehen.

Diese Schicht mit gestörter Ionisation muß nach Eccles wie eine Art Schirm wirken, der für die elektromagnetischen Wellen um so undurchlässiger ist, je größer deren Schwingungszahl ist.

Wir sind nunmehr in der Lage, nach dem Vorgange von Eccles gewisse bei der Nachrichtenübermittelung durch die drahtlose Telegraphie auftretende Eigentümlichkeiten zu erklären:

1. Die Reichweite der Signale.

Marconi hat im Jahre 1912 angegeben, daß die Nachrichtenübermittelung mittelst verhältnismäßig kurzer Wellen, wie sie damals zur Anwendung gelangten, bei Tage und bei Nacht gleich gut von statten gehe, so lange die Entfernung 800 km nicht überschreite, dahingegen wurden die Signale bei Tage in Entfernungen von der Größenordnung 1200 km nicht mehr unterscheidbar, während sie bei Nacht noch in 3000 bis 3500 km wahrgenommen werden konnten.

Mit Wellen von größerer Länge, nämlich 8000 m, Frequenz ungefähr 36 000 in der Sekunde, hat Marconi später in gewissen Fällen bei Tage ebenso gute, wenn nicht gar noch bessere, Verständigung erreichen können als bei Nacht.

Es ist weiter bekannt, daß in bergigen Gegenden die Hindernisse die kurzen Wellen anscheinend leichter hemmen können als die langen, und es ist gelungen, regelmäßige Verbindungen zwischen zwei durch Geländeunebenheiten voneinander getrennten Stationen dadurch sicher zu stellen, daß man die Frequenz der Senderapparate herabsetzte.

Alle diese Tatsachen lassen sich mit Hilfe der Theorie von Eccles ohne weiteres erklären:

Auf kurze Entfernungen erfolgt die Übertragung unter Vermittelung der unteren Schichten der Atmosphäre, und die Frequenz spielt bei dieser Angelegenheit keinerlei Rolle. Da indessen die Strahlung eines Luftleiters dem Quadrate der Wellenlänge umgekehrt proportional

ist, läßt sich die Übertragung mit verhältnismäßig kurzen Wellenlängen leichter (mit geringerer Leistung) bewerkstelligen.

Auf große Entfernungen erfolgt die Übertragung durch die mittleren Schichten der Atmosphäre, die Strahlen gehen tangential von der Erdoberfläche aus und bleiben geradlinig, bis sie in die Gebiete mit zunehmender Ionisierung eindringen, in denen sie sich mehr und mehr krümmen, so daß sie eine allgemeine Gestalt nach Art von AcB annehmen, und zwar ist die Krümmung um so stärker ausgeprägt, je geringer die Frequenz ist.

Um auf geringe Entfernung über Hindernisse hinweg zu verkehren, muß man Wellen von geringer Schwingungszahl und, wenn man so sagen darf, „tauchende" aussenden.

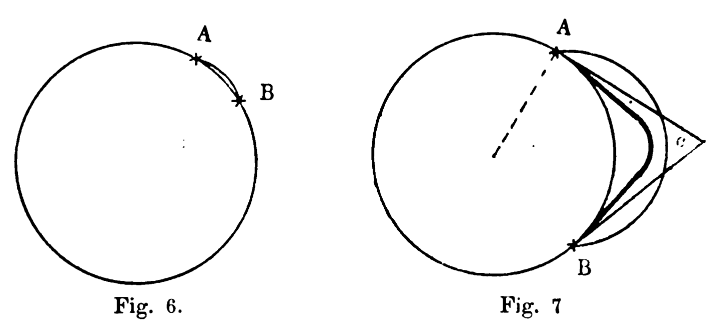


Fig. 6. Fig. 7

Bei Nacht ist die Reichweite größer als bei Tage, weil sich die Schicht mit wirksamer Ionisierung in größerer Höhe befindet und infolgedessen die allgemeine Krümmung der Strahlen schwächer ist, einerlei, welche Schwingungszahl sie besitzen.

Bei Tage wie bei Nacht muß es für zwei gegebene Stationen für jede Verteilung der Ionisierung eine günstigste Frequenz geben, die bald groß und bald klein ist. Diese Tatsache wird durch die Versuche, die Marconi über den Atlantischen Ozean hinweg zwischen Clifden in Irland und Glace Bay in Kanada ausgeführt hat, anscheinend bestätigt.

2. Tägliche Schwankungen in der Stärke der übermittelten Signale.

Auf jeder Station für drahtlose Telegraphie stellt man fest, daß die Apparate unausgesetzt arbeiten, selbst wenn kein beabsichtigter Austausch von Mitteilungen stattfindet, und zwar unter der Einwirkung natürlicher elektromagnetischer Wellen. Die Aufzeichnung dieser „natürlichen oder parasitären Signale" läßt das Vorhandensein we-

nigstens eines täglichen Minimums erkennen, das im allgemeinen mit dem Untergange der Sonne an der Empfangsstation zusammenfällt.

Diese verhältnismäßige Lautlosigkeit ist nicht nur bei den natürlichen Wellen wahrzunehmen, sondern auch bei den Signalen im eigentlichen Sinne, deren Stärke im Augenblick der Dämmerung eine merkliche Verminderung zu erfahren scheint.

Im allgemeinen ist dieses Minimum am leichtesten zu beobachten, wenn die Empfangsstation auf eine ziemlich große Wellenlänge, von der Größenordnung 6000 m, abgestimmt ist. Bei kleinen Wellenlängen, von der Größenordnung 1000 m, ist die Intensitätsänderung viel weniger beträchtlich.

Diese Erscheinung erfährt eine einleuchtende Erklärung, wenn wir nach dem Vorgange von Eccles annehmen, daß ihr Bestehen mit dem Vorhandensein der oben beschriebenen Dämmerungszone in Zusammenhang steht.

Da die Intensitätsänderungen bei großen Wellenlängen besonders deutlich sind, wie sie im allgemeinen großen Reichweiten entsprechen, so ist es wahrscheinlich, daß die natürlichen Wellen sehr weit von den Empfangsstationen entfernt entstehen, und daß sie die Atmosphäre in großer Höhe durchlaufen. Sie treffen also auf die Ecclessche Dämmerungszone, welche einen, je nach der Jahreszeit und je nach der Intensität der erregenden Sonnenstrahlen, mehr oder minder undurchlässigen, mehr oder minder breiten, mehr oder minder hohen Schirm bildet.

Gerade die Höhe dieses Schirmes unter der Sonne gestattet, die Verzögerung zu erklären, welche zwischen dem Dämmerungsminimum und dem genauen Zeitpunkte des Sonnenunterganges besteht; diese Verzögerung hat im allgemeinen die Größenordnung von 10′.

Eccles leitet weiter aus seiner Theorie und seinen Hypothesen von der „Schirmwirkung“ der Dämmerungszone die Erklärung für gewisse eigentümliche Erscheinungen her, die bei der Signalgebung über den Atlantischen Ozean zwischen Glace Bay in Kanada und Clifden in Irland auftreten, und die Marconi in einem Vortrage vor der Royal Institution zu London am 2. Juni 1911 beschrieben hat. Eccles zeigt, daß die Zeit des Intensitätsminimums der in Clifden aufgenommenen Signale aus Glace Bay, die zwei Stunden gegenüber der Zeit des Sonnenunterganges in Clifden verzögert ist, mit dem Durchgange der Dämmerungszone durch einen Punkt zusammenfällt, der zwischen diesen beiden Stationen liegt, und in welchem die Horizontalebene von Glace Bay in ungefähr 70 km Höhe über dem Meeresspiegel dahingeht.

Wir wollen auf diese sehr merkwürdige Theorie nicht weiter eingehen, ebenso wenig auf die Anwendungen, die Eccles von ihr zu machen versucht hat. Wir wollen uns vielmehr darauf beschränken, zum Schlusse noch anzudeuten, daß sie ernstliche Einwendungen wachruft, sowohl was den Wert der Ionisierung in den hohen Schichten angeht, als auch was gerade die durch die Elektrisierung der Luft hervorgerufene Geschwindigkeitszunahme betrifft.

Ich würde mich glücklich schätzen, wenn die, übrigens recht unvollständige, Darlegung der Ecclesschen Gedanken, die ich hier gegeben habe, zu einem Meinungsaustausch anregen möchte, der zweifellos sehr lehrreich werden würde.

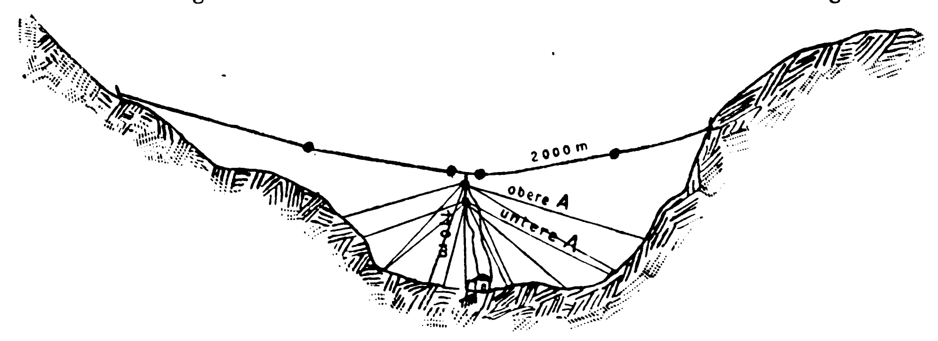
(Nach La Lumière Electrique (2) **25**, 449—453, 491—493, 1914 aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 15. September 1916.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Österr. Feldpost 95, am 22. Nov. 1916. Nachstehend erlaube ich mir eine interessante Beobachtung zur Kenntnis zu bringen.

Die von mir — auf 1700 m Höhe errichtete Stationsanlage wurde in der Weise geschaffen — daß ich die Paßhöhe mittels eines 2 km langen



Stahldrahtes (4 × 3 m/m) überspannte — und an dasselbe zwei untereinanderbefindliche sechsspeichige Schirmantennen hängte. Die absoluten Höhen der Antennen betragen 110 m, respektive 106 m.

Bei den stärksten auftretenden atmosphärischen Entladungen zeigte es sich nun — daß, sobald die obere, größere Antenne geerdet wurde —

die Aufnahme mit der unteren, kleineren Antenne anstandslos — mit nur ganz geringen Störungen — durchzuführen war.

Diese Beobachtung wurde schon des öfteren gemacht, und erlitt der Empfang mit der kleinen Antenne — selbst in Fällen wo die 1 Amp. Sicherungen der großen Antenne durchbrannten — keine Einbuße.

Hauptmann Leodegar Gutmann,
Kommandant der österr.-ungar. Feldradiostation
Nr. 21 — österr. Feldpost Nr. 95.

Die „Frankfurter Zeitung" Nr. 327 vom 25. November 1916 bringt folgende Notiz:

Unabhängige holländische Übersee-Telegraphen.

Haag, 24. Novbr. (Priv.-Tel., zf.) Das sozialistische Blatt „Het Volk" meldet: Mit Unterstützung verschiedener großer Reedereien wird die Errichtung einer niederländischen Gesellschaft zur Anfertigung von Apparaten für drahtlose Telegraphie zum Gebrauch auf Schiffen in die Wege geleitet. Niederland will sich hiermit sowohl von der englischen Marconi-Gesellschaft, wie von der deutschen Telefunkengesellschaft unabhängig machen. Leitender Ingenieur der neuen Gesellschaft wird der früher bei der Marconi-Gesellschaft tätig gewesene Ingenieur Tulter sein.

Es tritt in Holland wieder das Bestreben hervor, sich auch in der telegraphischen Verbindung zwischen dem Mutterlande und Niederländisch-Indien unabhängig von England und seiner Kontrolle zu machen. Eine gerade jetzt von dem Sachverständigen de Groot verfaßte Schrift kommt zu dem Schluß, daß Indien eine direkte drahtlose Telegraphenverbindung mit dem Mutterlande haben müsse. Dieses Bestreben wird umso begreiflicher, wenn man weiß, daß England sogar eine Kontrolle der niederländischen Regierungstelegramme nach Indien ausübt und die Chiffrierung dieser Telegramme verbietet.

(Eingesandt 27. November 1916.)

Wir entnehmen der E. T. Z., Heft 33, S. 444, 1916 folgenden Bericht:

Funkentelegraphie auf Tahiti.

(Journal Télégraphique, Bd. 40, S. 47 und 144.)

Die französische Regierung hat am 28. XII. 1915 eine Stelle für drahtlose Telegraphie in Haapape oder Mahina bei Kap Venus auf der Insel Tahiti (Gesellschaftsinseln) eröffnet. Diese steht mit

Suva (Fidschiinseln) und über Samoa und Awanui (Neuseeland) mit den Vereinigten Staaten in Verbindung. Von Awanui werden die Telegramme mittels Kabels nach San Francisco befördert. Die Gebühren sind noch nicht festgesetzt. Wahrscheinlich wird die Wortgebühr für die Telegramme von und nach den Vereinigten Staaten den Betrag von 4,25 M. nicht übersteigen. Es sind Verhandlungen im Gange, um die Beförderung der Telegramme nach Honolulu über Tutuila und von da nach San Francisco ausschließlich auf drahtlosem Wege zu ermöglichen. Auf diesem Wege würde die Übermittlung schneller und für die Hälfte der jetzigen Gebühren erfolgen können.

Die vorläufig zur Verfügung stehende Energie von 10 KW ermöglicht eine gute Verbindung mit Tutuila unter Anwendung 600 m langer Wellen. Die Stelle ist nach der Bauart des französischen Staates eingerichtet und hat zwei Luftleitertürme von 100 m Höhe. Sie soll später durch eine bereits im Bau begriffene Großstelle ersetzt werden, die über eine Energie von 300 KW verfügen und durch einen Gasolinmotor von 370 KW betrieben werden wird. Für die Großstelle sind 8 Luftleitertürme von 100 m Höhe vorgesehen, die in zwei parallelen Reihen zu vier aufgestellt werden sollen. Die Türme derselben Reihe sollen voneinander 250 m und von der anderen Reihe 200 m entfernt sein. Außer einem Luftleiter für 600 m lange Wellen ist auch ein solcher für 2500 m Wellenlänge vorgesehen. Die Großstelle soll unmittelbare Verbindung mit Honolulu und wahrscheinlich auch mit San Francisco, Sydney und mit den westindischen Inseln Martinique und Guadeloupe erhalten. Bisher hat die neue Stelle noch keinen amtlichen Namen bekommen. In Vorschlag gebracht sind die Bezeichnungen: Haapape-, Mahina- oder Kap Venus-Radio. Voraussichtlich wird der Kriegsminister bei der Festsetzung der Gebühren gleichzeitig den Namen bestimmen. Sie ist 18 km von Papeete entfernt und mit dem dortigen Postamt durch eine Telegraphenlinie verbunden. Die Siedelung steht also nunmehr mit der Außenwelt in unmittelbarer Verbindung, so daß die Handelshäuser nicht mehr ausschließlich auf die monatlich einmal erscheinenden Dampfschiffe angewiesen sind.

Reichweite drahtloser Stationen.

„Japan Advertiser" meldete am 1. Juli 1916, daß die elektrischen Wellen von Nauen aufgenommen wurden von der neuen drahtlosen Großstation der japanischen Marine in Femabashi — Entfernung ca. 5000 Seemeilen. E.

Norwegische Großstation Övresaeter.

Die Tageszeitungen berichten von der Errichtung einer neuen Telefunken-Großstation Övresaeter in Norwegen. Die Mitteilung ist korrekt, doch müssen wir uns darauf beschränken, anzugeben, daß es sich um eine Telefunken-Hochfrequenz-Maschinenstation handelt; nähere technische Angaben können erst nach dem Kriege gemacht werden.

E.

(Eingesandt 20. Februar 1917.)

Der Zeitsignaldienst an Nordamerikas Küsten.[1]

Die Übermittelung der Zeitsignale an die auf der Fahrt befindlichen Schiffe mittels Funkentelegraphie ist in den Vereinigten Staaten im Jahre 1905 eingeführt worden. Dieser Dienst, der inzwischen erweitert und ausgebaut worden ist, gestaltet sich, wie die „Elektrotechnische Zeitschrift" nach ausländischen Fachblättern berichtet, folgendermaßen: Von den Funkspruchstellen der Atlantischen Küste, die zu diesem Zweck mit der Seewarte in Washington durch die Telegraphenlinien der Western Union Telegraphy Company verbunden sind, werden täglich Zeitsignale entsandt. Von 11 Uhr 55 Minuten bis Mittag (Zeit des 75. Längengrades westlich von Greenwich) wird jeder Schlag der Normaluhr der Seewarte in Form eines Punktes übermittelt, wobei die 29. Sekunde jeder Minute, die fünf letzten Sekunden jeder der vier ersten Minuten und die zehn letzten Sekunden der letzten Minute unterdrückt werden. Um 12 Uhr mittags wird ein Strich gegeben. Gegenwärtig erfolgt die Abgabe der Zeitsignale an der Atlantischen Küste nur in Arlington, Key West und New Orleans. Arlington entsendet die Signale zweimal des Tages und zwar von 11 Uhr 55 Min. bis 12 Uhr mittags und von 9 Uhr 55 Min. bis 10 Uhr abends. Die beiden anderen Stellen entsenden die Signale nur einmal von 11 Uhr 55 Min. bis 12 Uhr. An der pazifischen Küste werden die Zeitsignale von Mare Island, Eureka, Point Arguello, San Diego (Kalifornien) und North Head (Washington) entsandt. Die Zeit wird von der Normaluhr der Seewarte in Navy Head auf Mare Island angegeben. Mare Island entsendet die Signale zweimal täglich, und zwar von 11 Uhr 55 Min. bis 12 Uhr mittags und von 9 Uhr 55 Min. bis 10 Uhr abends (Zeit des 120. Längengrades westlich von Green-

1) Nach der „Frankfurter Zeitung".

wich). North Head, Eureka und San Diego geben das Zeitsignal nur einmal täglich, und zwar mit Ausnahme der Sonn- und Feiertage, von 11 Uhr 55 Min. bis 12 Uhr mittags. Arlington und Mare Island arbeiten mit 2500 m, North Head und San Diego mit 2000, Eureka mit 1400 und Key West und New Orleans mit 1000 m Wellenlänge.

E.

(Eingesandt 20. Februar 1917.)

Die „Norddeutsche Allgemeine Zeitung" (Nr. 37 vom 7. Februar 1917) veröffentlicht folgenden charakteristischen Artikel:

Französische Funksprüche.

(Von unserem Kriegsberichterstatter W. Scheuermann.)

Großes Hauptquartier, im Januar 1917. Von den Aufwiegelungsmitteln, die der Entente zu Gebote stehen, um im neutralen Auslande Stimmung gegen uns zu machen, benützt sie wenige mit so unermüdlichem Eifer wie die Funksprüche. Ganze Bündel von Druckseiten funken täglich Paris, Lyon, mit Poldhu um die Wette, an Verleumdungen und Beschimpfungen gegen uns in die Welt hinaus, soweit sich die elektrischen Wellen über Meere und Landesgrenzen schwingen, und wenn man die Mittelmächte tot telegraphieren könnte, exerzierten die Alpenjäger längst auf dem Tempelhofer Felde.

Unter dem übrigen Stoff, der uns Kriegsberichterstattern während unseres Aufenthaltes im Großen Hauptquartier West zugänglich gemacht wird, erhalten wir auch regelmäßig die ganze Sammlung der Funksprüche unserer Feinde. Sie haben uns, wie ich gleich anmerken will, anfangs manche verärgerte Stunde bereitet. Ist es denn möglich, so fragten wir uns, daß man unser herrliches deutsches Volk mit soviel Kot und Unrat bewirft, daß man unser heldenmütiges Heer, Mannschaften und Offiziere, mit soviel Gemeinheiten zu besudeln wagt? Es wollte uns nicht in den Kopf, wenn wir die feindlichen Umfälschungen deutscher Waffenerfolge, deren wir selber Zeuge gewesen waren, im feindlichen Funkspruche lasen, daß man im 20. Jahrhundert amtlich und öffentlich so schamlos lügen kann. Aber dieser Ärger legte sich bald. Der französische Schriftsteller Henry Meilhac hat einmal sehr hübsch ausgeführt, daß ein großer, anerkannter Schurke vor den kleinen und Anfängern einen Vorzug habe. Niemand regt sich mehr darüber auf, daß der Kerl ein Schurke ist, denn man weiß,

das ist sein Beruf. Man verlangt von ihm nur, daß er auf der Höhe seiner Kunst bleibt, nickt ihm anerkennend zu, wenn ihm Schurkereien von großem Zuschnitt gelingen, und ist ärgerlich, wenn er seinen Ruf durch offenbare Ungeschicklichkeiten schädigt. So ist sehr bald unser Verhältnis zu den anerkannten Erzlügnern und Meisterschurken von Paris, Lyon, Poldhu geworden. Wir verfolgen ihre täglichen Leistungen nur noch mit gerecht abwägendem kritischen Interesse; warum soll die Steigerung der menschlichen Verlogenheit bis zum Höchstmaße weniger Anspruch darauf haben, als artistische Darbietung gewürdigt zu werden, als die Künste der Feuerfresser, Schlangenmenschen usw.?! Wir sind also gerechte, aber strenge Richter. Nach jeder Verlesung der Funksprüche stellen wir voll Bewunderung fest, daß Lyon den Rekord im Lügen hält oder gar, daß es sich selbst übertroffen, sich selbst überlogen hat. Da sparen wir nicht mit Lob, wie wir auch nicht unsere Enttäuschung verbergen, wenn Lyon seinen schwachen Tag hat und nur ganz zaghaft und stümpernd schwindelt. Wenn man sich durch den Wust von Verdrehungen und Erfindungen durchgearbeitet hat, muß man schon eine kleine Erholung haben, und der Krieg schafft seltsame Gesellschaftsspiele.

Mit dieser heiteren Abfertigung der Funksprüche unserer Feinde durch den kleinen Kreis von Wissenden, die sich nach ihren Fahrten an die Front in unregelmäßigen Zwischenräumen im Kriegspressequartier zusammenfinden, ist die Bedeutung eines Unternehmens, das sich unsere Feinde viele Millionen kosten lassen, nicht erschöpft. Daß sie durch ihren Nachrichtendienst auf uns Deutsche wirken können, glauben unsere Feinde selber nicht. Mehr als das: Sie lügen sich und andern nicht einmal vor, daß sie das könnten. Aber mit größerem Rechte als jemand vor ihm kann der drahtlose Funke von sich sagen: Mein Feld ist die Welt! Was er berichtet, was er schwätzt und was er lügt, das vernehmen in derselben Sekunde die Völker der fünf Erdteile. Nicht auf uns, sondern auf die Neutralen, die beiseite Stehenden, die Ohnseitigen, wie das Flämische unser unschönes Leihwort „Neutrale“ verdeutscht, auf sie, die keine eigenen Grundlagen zum Urteilen haben, ist der gewaltige funkentelegraphische Apparat in erster Linie berechnet. Darum ist es eine ernsthafte Sache, zu verfolgen, wie weit die auf diese Weise gegebenen Mitteilungen auf die „Ohnseitigen“, auf die beiseite stehenden Nationen wirken.

In den Hauptzügen ist das unschwer festzustellen. Man sieht heute das Flackerfeuer irgendeiner Funkspruchmeldung aufleuchten. Einige Tage später gewahrt man ihren Widerschein in irgendwelchen

Blättern des neutralen Auslandes. Da ist es denn sehr befriedigend, festzustellen, daß der Kreis der auf die neueste Verleumdung eingehenden Blätter sehr klein ist. Freilich, die Entente hat einen Kreis fester — fast hätte ich gesagt zahlender Abonnenten, während ich doch eher bezahlte meine. Das sind die festen Abnehmer der Funksprüche der Entente, auf diese Getreuen kann sie unter allen Umständen zählen. Sie prostituieren sich auf telephonischen Anruf. Freilich bedürfte es dazu keiner kostspieligen Funksprüche, da die betreffenden Geschäftsführer ohne das jedem Agenten der Entente freudig aus der Hand fressen.

Dabei darf man aber nicht vergessen, daß mit dem Funkspruchapparat wie mit so manchem anderen Versuche der Entente eben nur ein kleiner Teil der ursprünglichen, in langen Jahren vor dem Kriege vorbereiteten Hoffnungen in Erfüllung gegangen ist. Die Absicht war eigentlich eine andere. Wenn der Eiffelturm funkte, sollten die Völker der Welt gläubig und andächtig lauschen. Von diesem Gesichtspunkte gesehen, ist die tägliche schweißtriefende Arbeit des feindlichen Funkerdienstes sogar verhältnismäßig beachtenswert. Denn wir guten Deutschen, die wir uns immer vorgeworfen haben, wir könnten mit fremden Völkern nicht umgehen, lernen daraus, welches Universalverfahren die englischen Weltbeherrscher und die französischen Meister der Herzensgewinnung zur Beeinflussung der Neutralen herausgefunden haben. Die Methode ist sehr einfach und läßt sich, nach dem Überblick über mehr als zwei Jahrgänge der feindlichen Funksprüche in folgendes Schema fassen:

Anleitung zur Beeinflussung Neutraler, besonders der Schweizer, Skandinavier, Holländer, Spanier, Amerikaner (soweit sie bei ihnen nötig) durch die Funksprüche der Entente, ausgegeben von Paris, Lyon, Poldhu.

1. Grundsätze. Das Begriffsvermögen der neutralen Zeitungsleser ist einfältig. Es empfiehlt sich daher, mit nur zwei Farben zu arbeiten, weiß und schwarz. Alles, was von der Entente kommt, ist weiß und strahlend. Alles, was wir von und über Deutschland berichten, ist in die dunkelsten Schattierungen getaucht.

I. Hauptgrundsatz. Deutschland und seine Verbündeten erringen nie einen Erfolg. Wo die Tatsachen das Gegenteil erweisen, ist es wünschenswert, sie totzuschweigen oder in das Gegenteil umzuberichten.

II. Hauptgrundsatz. Die Entente kämpft für Zivilisation, Kultur, Menschlichkeit, Aufklärung, Gleichheit, Freiheit, Schönheit und Würde des Menschenlebens usw. (Der Rest der Vokabulatur ist in irgend-

einem Thermidormanifest lückenlos nachzulesen und täglich mindestens zweimal einem Redner der Entente in den Mund zu legen, gleichgültig, ob Herr Briand zur Deputiertenkammer, Lloyd George zu einer kirgisischen Abordnung oder ein marokkanischer Scheich zu den französischen Subventionsüberbringern redet. Falls kein Thermidormanifest zur Hand, findet sich die vollständige Vokabulatur in dem Buche „Die menschliche Tragikomödie“ von Johannes Scherr, das im übrigen wegen hervorragender Bochigkeit zu Ententefunksprüchen nicht geeignet ist.)

2. Leit- und Lehrsätze.

I. Jede Woche mindestens einmal müssen die belgischen Greuel erneuert werden. Löwen eignete sich dazu nur vor dem Besuche durch zahlreiche Neutrale. Aber es gibt zahllose kleinere Orte in Belgien, die noch der Erschließung harren.

II. Die Ausquartierung und der Arbeitszwang für die Bevölkerung im besetzten Frankreich soll, obwohl das Material zur Übersättigung erschöpft ist, mindestens jede Woche einmal in aufreizender Form wachgerufen werden,

III. Es ist sehr wünschenswert, daß die herzlichen Bundesgenossenbeziehungen der Entente eine möglichst persönliche Hervorhebung Tag für Tag erfahren. Wenn daher ein Pariser Vorstadtschauspieler stirbt, so ist nach einem beiderseitigen Abkommen der französischen Nation das tiefgefühlte Funkenspruchbeileid der edlen englischen Nation auszudrücken und umgekehrt.

IV. Sehr wichtig ist: Jeder Mensch, gleichviel welcher Art und welchen Berufes, der sich irgendwie unfreundlich gegen Deutschland äußert, ist mit dem schmückenden Beiwort „berühmt“ zu bezeichnen. Dies ist wichtig und unerläßlich.

Dies etwa ist das System, wie ich es nach genauer Prüfung herausgefunden habe, und ich bin bereit, jederzeit an der Hand von beliebig viel Bänden feindlicher Funksprüche den Beweis für die Sorgfalt meiner Beobachtungen anzutreten.

Man wird einwenden, daß das System jeder Idiotenschule ausführlicher und verwickelter ist als diese Anweisung, durch welche die Meinung der hochentwickelten Völker der heutigen Welt durch den Nachrichtendienst der Entente geknetet und geknebelt werden soll. Aber an der Tatsache kann ich nichts ändern. Ich kann nur sagen: Wir Deutschen waren niemals so vermessen, zu glauben, daß wir die ganze Geistesrichtung von hochentwickelten Völkern, deren literarisches und künstlerisches Schaffen wir bewunderten, mit zwei Grund- und

vier Leitsätzen, die irgendein Kanzlist auswendig lernt, beeinflussen zu können uns anmaßten. Das aber ist die Praxis der Entente. Ich fordere jeden Neutralen auf, der den Funkspruch der Entente kennt, mir nachzuweisen, daß ich in einer Zeile zu viel behauptet habe. Wir wollen die Funksprüche der Entente, mit denen sie euch eure Meinungen vorschreiben wollte, seit dem August 1914 bis zum Januar 1917 durchgehen, und ich warte auf den Nachweis der ersten Zeile, die nicht in das von mir aufgestellte Lehrsystem einer Blödenschule paßt.

Aus vielen tausend Beispielen könnte ich Bände von Witzblättern machen. Ich könnte von jenem ersten Funkspruch, der meldet, daß Bayern und Sachsen Preußen den Krieg erklären wollten und das Königreich Westfalen sich revolutionär selbständig mache, bis zu der treuherzigen Meldung der braven Engländer, deutsche Flieger würfen mit Cholerabazillen verseuchte Talgkerzen auf die russischen Reservelager, eine lange Liste schreiender feindlicher Schwindeleien aufstellen, die einen Jahrgang deutscher Witzblätter füllen könnten. Aber wir wollen gelassen sein und uns beispielsweise an den gestrigen Tag halten.

Gestern lese ich (nach meinem System deutsch zwei, römisch IV,) folgendes, nachdem schon kürzlich der „berühmte“ argentinische Zahnarzt Salpetrio Montez eine beifällig aufgenommene Rede gegen Deutschland gehalten hat:

Funkspruch: Paris, 29. Januar 1917, 4 Uhr 30 Min. nachm. Spanien. Im Palacehotel in Madrid fand gestern ein Bankett der anti-deutschfreundlichen Liga statt, bei dem der berühmte Schriftsteller Miguel Unamuno (?) den Vorsitz führte. Ihm wohnten mehrere hundert Personen bei. Unter lebhaftem Beifall feierte der Vorsitzende die Entente. Wenn bei den zukünftigen Friedensverhandlungen Spanien eingreifen werde, so werde es das hoffentlich im Geiste der Wilsonschen Note tun.

Also sprach Paris, und wir alle waren schwer erschüttert. Aber vier Stunden später meldete sich Lyon, Lyon, das nach unseren Erfahrungen keinen Befehl hat, sachlich zu sein, sondern Paris nur mit geistvollen Clownsprüngen beizustehen. Und dieses Lyon ließ sich vernehmen:

Lyon, 29. Januar 1917, 7 Uhr 40 Min. nachmittags. Spanien. Aus Madrid wird gemeldet, daß gestern ein Essen der Antideutschen Vereinigung stattfand mit dem großen Schriftsteller Miguel Unamano (?) als Vorsitzendem und über 100 Personen. Alle Tischgenossen haben der Rede des Vorsitzenden lebhaften Beifall gespendet.

Bums! Ja, deutscher Leser, da staunst du, ich auch. Ich habe ein Kulturgewissen, und dieses trieb mich, nachzusehen, wer der „berühmte", wer der „große" Schriftsteller Unamuno (?) (Paris) oder Unamano (?) (Lyon) sei. Einer von beiden muß zu finden sein. Ich schlug im großen Larousse nach. Da gab es weder den Großen Unamuno noch den berühmten Unamano. Ich sah in den Supplementen nach. Er war nicht zu finden Deutscher Barbar, dachte ich, dir fehlt es am Wahren. Und ich fuhr auf die Departementshauptbibliothek, fand einen spanischen Literaturkalender von 1914, aber weder Unamuno den Großen, noch Unamano den Berühmten. Als ich die Namen nannte, lachte der alte französische Bibliothekar, was mich verdroß, denn wir Deutschen kennen doch — von Herder und Tieck bis auf Johannes Fastenrath das spanische Schrifttum besser als irgendein Romane.

Da kam mir ein schwarzer Verdacht. „Unamuno" oder so ähnlich muß auf spanisch „einstimmig" heißen. Die 100 Freitischgäste im Madrider Palacehotel haben „einstimmig" die Rede des Redners gegen antideutsche Empfindungen aufgenommen. „Unamuno" oder so ähnliche Telegraphiefehler sind im Kriege häufig, und von der Wahrheit steht so wie so nichts da, weder in den Grund- noch in den Leitsätzen der Entente.

Und mein Verdacht wurde schwärzer als Tintenschwarz, Unamino, Unamuno, Unamininu, der große, der berühmte Schriftsteller, er ist ein ganz naher auf die Dummheit der Neutralen rechnender Vetter des Generals Staff, Exzellenz von 1870.

(Eingesandt 20. Februar 1917.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Charles M. Green in Lynn, Essex, Staat Massachusetts in den Vereinigten Staaten von Amerika, beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 996580 ein Verfahren und eine Anordnung für Vielfachtelegraphie mit elektrischen Wellen, wobei Mehrphasenströme zum Laden von Kondensatoren verwendet werden und eine der Anzahl der Phasen entsprechende Zahl von Nachrichten gleichzeitig mit derselben Antenne ausgesandt werden kann. In Fig. 1 ist eine solche Anordnung dargestellt und zwar unter Zugrundelegung eines Dreiphasenstromes als

Speisestrom, so daß also hierbei drei verschiedene Nachrichten gleichzeitig übermittelt werden können. Es ist jedoch klar, daß bei Verwendung eines *n*-Phasenstromes *n* verschiedene Nachrichten gleichzeitig mit derselben Antenne übermittelt werden können. In Fig. 1 bezeichnen L_1, L_2 und L_3 die drei Leitungen des Dreiphasenspeisestromes; an jede Phase dieses Dreiphasenstromes sind die Primärwicklungen *ppp* der Transformatoren der drei Sendesysteme *A*, *B* und *C* angeschlossen.

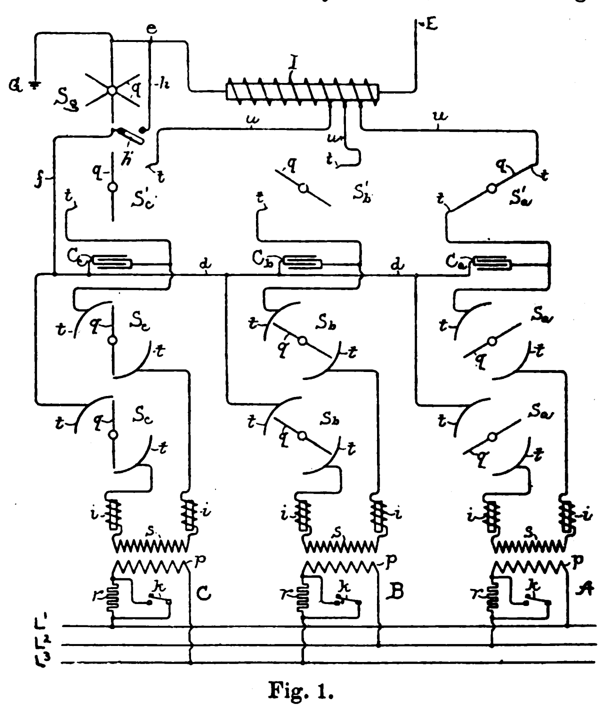


Fig. 1.

In die Primärkreise sind ferner die induktionsfreien Widerstände *rrr* eingeschaltet und parallel zu diesen liegen die drei Morsetaster *kkk*. In die Stromkreise der Sekundärspulen *s s s*, in denen höhere Spannungen indiziert werden, sind je zwei Induktanzen *i i*, zwei rotierende Stromschließer S_a S_a, bezw. S_b S_b und S_c S_c und ein Kondensator C_a. C_b bezw. C_c in Hintereinanderschaltung geschaltet. Ein Leiter *d* verbindet die einen der beiden Belegungen dieser Kondensatoren miteinander, während die anderen Belegungen je über einen der rotierenden Stromschließer S_a', S_b' bezw. S_c' und die Leiter *uuu* mit der Selbstinduktionsspule *I* verbunden sind, deren eines Ende durch den Leiter *e*

mit der Erde bei G und deren anderes Ende mit dem Luftleiter verbunden ist. Außerdem ist die gemeinsame Verbindungsleitung d der Kondensatoren über den Leiter f ebenfalls an Erde und an einen rotierenden, allen drei Sendesystemen gemeinsamen Stromschließer Sg gelegt. Jeder der genannten rotierenden Stromschließer S_a, S_b, S_c, S_a', S_b', S_c' und S_g besitzt einen umlaufenden Teil q und zwei feststehende Teile t. Mit Ausnahme des gemeinsamen Stromschließers S_g besteht der umlaufende Teil jedes anderen Stromschließers aus einem zweiflügeligen Stromschlußteil; beim gemeinsamen Stromschalter S_g dagegen besteht er aus einem sechsarmigen Sternrad. Die feststehenden Teile der Stromschließer S_a, S_b und S_c bestehen aus kreisbogenförmigen Metallstreifen, die je einen Viertelkreisbogen umfassen, während bei den übrigen Stromschließern diese feststehenden Teile nur einfache schmale Metallstreifen oder Spitzen darstellen. Die Teile rotieren so dicht aneinander vorbei, daß die hochgespannten Lade- bezw. Entladeströme zwischen ihnen übergehen können. Die umlaufenden Teile aller dieser Stromschließer werden synchron mit der Periodenzahl des Dreiphasenstromes angetrieben und die Rotoren der zu der gleichen Sendestelle A, B, bezw. C gehörigen Stromschließer sind in einen Winkel gegen einander versetzt, der der Phasenverschiebung des Wechselstromes entspricht, bei dem dargestellten Falle des Dreiphasenstromes also um 60^0 bezw. 120^0. Um die synchrone Rotation zu erzielen, sind die umlaufenden Teile der Stromschließer mit der Welle des Mehrphasenstromerzeugers direkt gekuppelt. Bei der in Fig. 1 dargestellten augenblicklichen Lage der Stromschließer sind bei der Sendestation A die Stromschließer $S_a\, S_a$ offen, der Ladekreis des Kondensators C_a also unterbrochen, während der Entladekreis des zugehörigen Kondensators C_a über $d\,f\,S_g\,e\,I\,u\,t\,S_a'$ geschlossen ist. Bei den Stationen B und C dagegen sind die Ladekreise der Kondensatoren C_b und C_c bei $S_b\, S_b$ und $S_c\, S_c$ geschlossen, dagegen die Entladestromkreise dieser Kondensatoren bei S_b' und S_c' unterbrochen. Wenn die Drehung der Stromschließer im Uhrzeigersinne erfolgt, so wechselt in zyklischer Reihenfolge $A\,C\,B\,A$ ... die dargestellte Schaltung und es erfolgt also in zyklischer Reihenfolge das Laden der Kondensatoren C_a, C_b und C_c und deren Entladung, letzteres aber entsprechend den verschiedenen Anschlüssen der Leiter u an verschiedenen Stellen der Autotransformatorenspule I mit zyklisch wechselnden Schwingungszahlen. Diese können in weiten Grenzen von einander verschieden gewählt und beliebig eingestellt werden, und man kann daher, indem jeder Telegraphist einen der Morsetaster $k\,k\,k$ bedient, gleichzeitig verschiedene Nachrichten

mit verschiedener Wellenlänge nach verschiedenen Empfangsstationen senden. Der gemeinsame Stromschließer S_g ist nicht unbedingt erforderlich, er ist nur günstig insofern, als dadurch die Kondensatoren während der Ladeperioden von der Erde abgeschaltet werden und nur während der Entladezeiten an Erde gelegt werden. Man könnte den Stromschließer S_g z. B. auch durch den Schalter h' und die Leitung h kurzschließen. Die Widerstände $r\,r\,r$ in den Primärkreisen der Sender sind so groß gemacht, daß diese Stromkreise nur sehr schwache Ströme aufnehmen, solange die Morsetaster $k\,k\,k$ geöffnet sind, und daß daher die ausgestrahlten Wellen so schwach sind, daß die Empfangsstationen nicht ansprechen. Beim Niederdrücken des oder der Taster wird der zugehörige Widerstand kurzgeschlossen und dann starke elektrische Wellen ausgesendet. Da ferner jeder der Sender $A\,B\,C$ ausschließlich von einer der Phasen gespeist wird, völlig unabhängig von den anderen Phasen, und da ferner die von jedem Sender erzeugten Entladungen beliebig weit voneinander verschiedene Wellenlängen besitzen können, so ist es klar, daß alle Sender gleichzeitig arbeiten können, ohne sich irgendwie zu stören. Die Frequenz des Primärwechselstromes braucht nicht hoch zu sein, da z. B. noch bei Frequenzen von unter 25 pro Sekunde jedem Sender der Speisestrom 25 mal in der Sekunde zur Verfügung steht und zwar jedesmal $^1/_{75}$ Sekunde lang. Dies ist für gewöhnlich genügend, indessen können auch viel höhere Frequenzen für den Primärstrom genommen werden.

Egbert von Lebel in Berlin-Wilmersdorf beschreibt in der Schweizerischen Patentschrift 72778 ein Verfahren zur Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen aus Gleichstrom, bei dem ein Kondensator (1 in Fig. 2) über einen Blockkondensator (3) und Funkenstrecken (4, 4) periodisch entladen wird. Im Gegensatz zu anderen bekannten derartigen Anordnungen besteht das Wesen dieses Verfahrens darin, daß man den Kondensatoren 1 und 3 des Kondensatorenpaares Kapazitäten gleicher Größenordnung verleiht und zugleich den Speisekreis mit Rücksicht auf den Rhythmus der Funkenfolge derart abstimmt, daß die im Augenblick der Zündung hintereinandergeschalteten Kondensatoren des Paares eine resultierende Zündspannung ergeben, die doppelt so groß ist wie die Speisespannung. Zu diesem Zweck werden in dem Speisestromkreis variable Selbstinduktionen (7) ge-

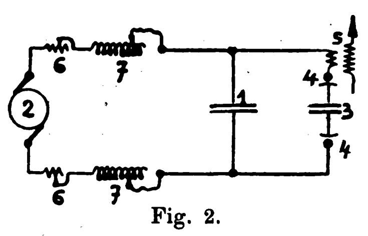
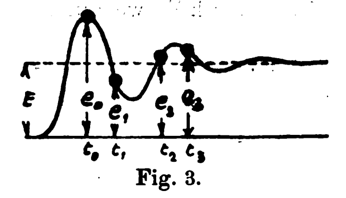
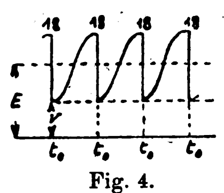


Fig. 2.

nügender Größe gelegt und bei gegebener Rotationsgeschwindigkeit der Umladevorrichtung die Selbstinduktion soweit gesteigert, daß sich die kritische Wellenlänge λ_0 oder aber eine größere $\lambda_0 + \Delta\lambda$ für die Ladefrequenz ergibt. Unter dem Begriff „kritische Wellenlänge" ist hier (siehe das Diagramm der Fig. 3, welches den Verlauf der Kondensatorspannung darstellt) gemeint, daß die Wellenlänge der Speiseschwingung im Kreise 2, 6, 7, 1, 7, 6, 2 (Fig. 2) so gewählt wird, daß diese im Augenblick der Zündung der Funkenstrecken 4, 4 gerade ihren ersten Scheitelwert e_0 erreicht hat. Nach dem oszillatorischen Ausgleich sinkt die Spannung des Kondensators 1 nicht mehr auf Null, sondern nimmt den Wert der Ausgleichsspannung V an, so daß das Diagramm Fig. 3 während des Betriebes in das Diagramm Fig. 4 übergeht. Der Speisekreis muß also immer der Tourenzahl der Um-


Fig. 3.


Fig. 4.

schaltvorrichtung entsprechend abgestimmt sein. Diese Abstimmung ist durch Einstellung einer genügend großen Selbstinduktion leicht zu erreichen, da man auf die genaue Abstimmung der kritischen Wellenlänge λ_0 nicht angewiesen ist, sondern auch eine größere Wellenlänge wählen kann. Denn auch in diesem Falle tritt Gleichgewicht ein, nicht aber bei kleineren Wellenlängen.

Der der Stromquelle entzogene und dem Hochfrequenzkreis zugeführte Effekt berechnet sich bei richtiger Kuppelung nach der Formel $\frac{c\,(2\,E)^2}{2} \cdot n$ Watt, wobei c die resultierende Kapazität beider Kondensatoren (in Mikrofarad), E die Speisespannung (in Kilovolt) und n die Zahl der Umladungen pro Sekunde bedeutete. Wenn der Speisekreis genau auf die kritische Wellenlänge λ_0 eingestimmt ist, kann es, da kleine Unregelmäßigkeiten im Rhythmus der Umschaltungen oder der Speiseschwingungen sich nicht immer vermeiden lassen, nützlich sein, einen kleinen, dem Grade solcher Unregelmäßigkeiten angepaßten Beruhigungswiderstand 6, 6 in Fig. 2 einzufügen, der die Speiseschwingungen etwas dämpft und dadurch die Abstimmung gegen Ungenauigkeiten unempfindlicher macht. Es ist aber, wie bereits erwähnt, vorteilhafter, eine größere Wellenlänge $\lambda_0 + \Delta\lambda$ zu wählen, wodurch

die Einstimmung von vornherein unempfindlicher wird; in diesem Falle ist die Anordnung zusätzlicher Widerstände unnütz und zu vermeiden. Man kann auch zu einer für die Praxis vollkommen ausreichenden Annäherung kommen, wenn man in den Speisekreis Selbstinduktionsspulen legt, die so groß sind, daß sie den Speisestrom für die Zeiträume der Funkenfolge nahezu konstant halten. Diese Spulen, sogenannte Beharrungsspulen, in Fig. 5 mit 15 bezeichnet, sind große eisengeschlossene Selbstinduktionsspulen von der Form normaler Transformatoren. Für den Fall, daß die Selbstinduktions- und Dämpfungsverhältnisse der Stromquelle so groß sind, daß eine Abstimmung auf die kritische Wellenlänge nicht mehr möglich wäre, ist es zweckmäßig, der Speiseleitung einen dritten Kondensator von viel größerer Kapazität parallel zu schalten, der die Stromquelle bzw. das Netz von den Ladeschwingungen entlastet. Vorteilhaft ist es durch Verwendung geeigneter

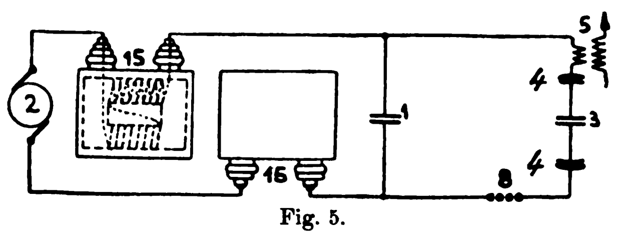


Fig. 5.

Funkenstrecken 4, 4 und gegebenenfalls durch Vorschaltung von Funkenstrecken (8 Fig. 5) von wenigstens angenähert der gleichen Löschcharakteristik wie die Umschaltfunkenstrecken 4, 4 zu bewirken, daß jeder Funken schon nach der ersten Halbschwebung zum Erlöschen kommt und dabei die Wellenlänge der Speiseschwingung so groß zu wählen, daß der Speisestrom für Zeiträume von der Größenordnung der Funkenfolge ganz oder angenähert konstant bleibt. In den meisten Fällen ist es nicht zweckmäßig, den Blockkondensator 3, wie es in Fig, 2 und 5 der Einfachheit halber dargestellt ist, mit den rotierenden Elektroden unmittelbar zu verbinden und den Kondensator mitrotieren zu lassen; man wird vielmehr den Strom von den Elektroden über Schleifringe und Schleifbürsten hinweg zu dem ruhend angeordneten Blockkondensator führen. Man kann auch nach Fig. 6 ruhende Segmentelektroden 12, 13 anordnen und die Umschaltung des Blockkondensators durch rotierende Schaltelektroden 14 bewerkstelligen. Anwendbar sind auch Umladevorrichtungen, bei denen die Stromwendung durch künstliche Zündung bzw. Zündverhinderung eingeleitet wird, indem die ruhenden Umschaltelektroden durch künstliche Hilfszündung wechsel-

weise überbrückt werden. In Fig. 7 ist eine solche Anordnung dargestellt. Durch einen nicht gezeichneten Hilfszündkreis werden wechselweise die Elektrodenpaare *10/10* und *11/11* gezündet. Man erkennt ohne weiteres, daß hierdurch der Blockkondensator 3 periodisch umgeladen wird. Die rotierende Umladevorrichtung läßt sich auch mit der künstlichen Zündung kombinieren, wenn man den Entladekreis so einrichtet, daß die Kondensatorspannung auch in der Umschaltestellung noch nicht die Entladung einzuleiten vermag; man kann dann durch zusätzliche, im Rhythmus der Umschaltungen einsetzende Hilfsspannungen den oszillatorischen Ausgleich mit großer Präzision an beliebiger Stellung der Umschaltelektroden, nicht nur in der Stellung ganz oder angenäherter Kantendeckung erfolgen lassen. Man kann endlich das beschriebene Verfahren bei hohen Leistungen dahin erweitern, daß zwei oder mehr Kondensatorenpaare statt eines einzigen angeordnet werden, und zwar

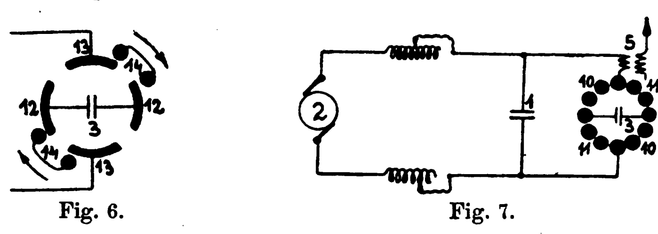


Fig. 6. Fig. 7.

so, daß die Kondensatoren 1 in Parallelschaltung geladen und über die Blockkondensatoren 3 in Serienschaltung entladen werden. In Fig. 8 ist ein diesem Prinzip entsprechendes Schema für zwei Kondensatorenpaare beispielsweise dargestellt. Ganz ähnlich läßt sich natürlich die Anordnung auch für drei oder mehr Kondensatorenpaare treffen. Aus Fig. 8 ist ersichtlich, daß bei Rotation der synchron laufenden, etwa auf gemeinsame Welle sitzenden Umladevorrichtungen 3_1 3_2 die Kondensatoren 1_1 1_2 im Rhythmus der Funkenfolge wechselweise über die Beharrungsspulen 15_1 15_2 in Parallelschaltung geladen und über die Blockkondensatoren 3_1 3_2 in Serienschaltung entladen werden. Man kann auf diese Weise bei einer Anordnung von m-Kondensatorpaaren die im Schwingungskreis herrschende Gesamtzündspannung im Vergleich zur einfachen Anordnung auf den m-fachen Betrag steigern. Da ein jedes Kondensatorenpaar eine Zündspannung ergibt, die doppelt so groß ist, wie die Speisespannung, so wird hier die Gesamtzündspannung gleichfalls auf den m-fachen Wert der doppelten Speisespannung steigen.

Wichi Torikata, Eitaro Yokoyama und Masajira Kitamura, sämtlich in Tokio, Japan, beschreiben in der französischen Patent-

schrift 444117 und in der britischen Patentschrift 10823 v. J. 1912 die Verwendung besonderer Materialien als Elektroden für Entladungsstrecken zur Erzeugung elektrischer Schwingungen. Nach ihren Untersuchungen ist es besonders günstig, für die Elektroden Silicium, Ferrosilicium, Karborundum, Bor oder Mineralien, wie z. B. Graphit, Meteoreisen, Magnetit, Eisenpyrit, Kupferpyrit, Molybdänit, Marcasit oder gediegenes (natürliches) Kupfer zu verwenden, und zwar soll die eine Elektrode aus diesen Mineralien und die andere aus Metall bestehen.

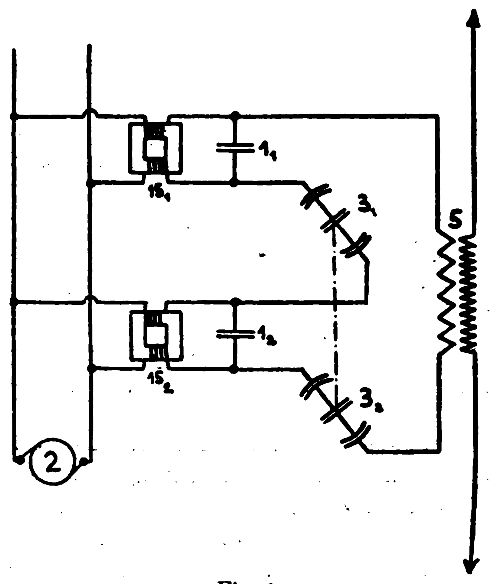


Fig. 8.

Die Verwendung dieser Materialien soll besonders deshalb günstig sein, weil keine Kurzschlüsse trotz engster Einstellung der Elektrodenentfernung und kein Abbrand der Elektroden eintritt. Um die Entladungen konstant zu halten, sollen die eine oder beide Elektroden in Bewegung erhalten werden.

Dieselben drei Erfinder beschreiben in der französischen Patentschrift 467576 und in der britischen Patentschrift 1939 v. J. 1913 eine Anordnung, um diese beständige Bewegung der Elektroden selbsttätig auszuführen und dadurch die Entladungen selbsttätig in Gang zu setzen und beständig zu unterhalten, so daß bei den geringen Elektrodenentfernungen etwaige Deformationen der Elektroden keine schädlichen Wirkungen auf die Konstanz der Schwingungen ausüben können

und die Schwingungen so gleichförmig werden, daß sie auch für die Zwecke der drahtlosen Telephonie verwendbar sind. Fig. 9 zeigt diese Anordnung. *C* und *D* sind die Speiseleitungen einer Gleichstromquelle, *R* ein Vorschaltwiderstand, *F* eine Vorschaltdrosselspule, *H* ein Kondensator, *LM* ein Schwingungstransformator, *A* ein bei *E* geerdeter Luftleiter, *T* ein Mikrophon, *W* ein Elektromagnet mit den beiden Ankern *O* und *I*, von denen der erstere als Anlasser und der andere zum Einstellen der Elektrodenentfernung der Entladungsvorrichtung

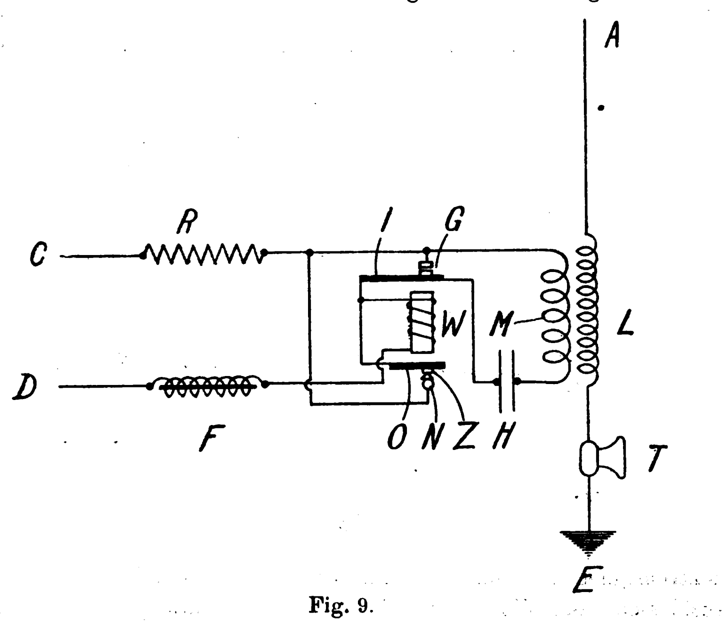


Fig. 9.

dient. *Z* ist ein Metallkontakt auf dem Anker *O* und *N* ein feststehender Metallkontakt, gegen den der Kontakt *Z* sich anlegt; *G* endlich ist die Funken- oder Entladungsstrecke mit den Elektroden. Die Anordnung wird so eingestellt, daß die Elektroden der Entladungsstrecke *G* in mechanischer Berührung sind oder nur einen sehr kleinen Abstand voneinander besitzen, und daß die Elektroden *ZN* der Anlaßvorrichtung sich berühren. Wird dann der Speisestrom *CD* eingeschaltet, so fließt ein Strom auf dem Wege *DFWOZNRC*, jedoch nicht auf dem Wege *DFWIGRC*, da die Elektroden bei *G* einen großen Übergangswiderstand besitzen. Der Elektromagnet *W* soll so bemessen sein, daß in dem Augenblick, wo ein Strom auf dem Wege *DFWOZNRC* fließt, der Anker mit dem Kontakt *Z* angezogen

wird. Dann wird der Stromfluß bei ZN unterbrochen und dadurch infolge der Induktanz des Elektromagneten W und der Drosselspule F eine Überspannung erzeugt, die eine Entladung bei G einleiten, d. h. einen Lichtbogen zünden, wodurch dann in dem Schwingungskreis HMG Schwingungen erzeugt werden. Solange dieser Vorgang der Schwingungserzeugung dauert, ist der Anker O vom Magneten W dauernd angezogen und der Stromkreis bei ZN unterbrochen. Gleichzeitig wird durch den anderen Anker I die Elektrodenentfernung der Lichtbogenentladungsstrecke G entsprechend einreguliert. Reißt jedoch der Entladungsvorgang aus irgend welchen Gründen ab, so wird der

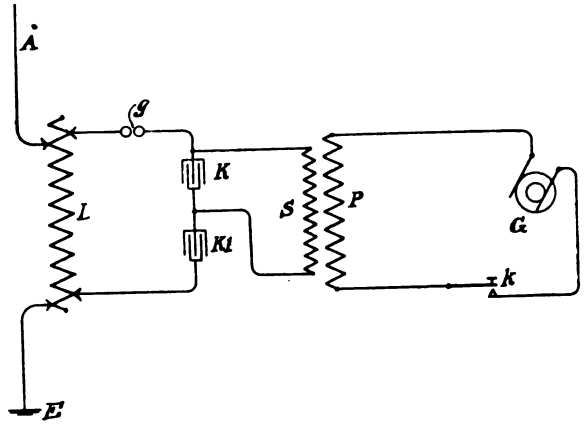


Fig. 10.

Elektromagnet W stromlos; dann wird der Stromkreis bei ZN wieder geschlossen und die Anlaß- bzw. Zündvorrichtung tritt wieder in Tätigkeit.

H. Shoemaker in Jersey (New-Jersey, V. St. A.) beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 921293 die in Fig. 10 dargestellte Schaltungsanordnung zur Schwingungserzeugung, deren Zweck vor allem darin besteht, sehr große Energiemengen in Schwingungen von sehr hoher Frequenz umzusetzen und trotzdem die Verwendung hoher Speisespannungen und die Bildung von Kurzschlußlichtbögen an der Entladungsstrecke zu vermeiden. In Fig. 10 ist A der bei E geerdete Luftleiter, in den die Spule L des Primär- oder Stoßkreises eingeschaltet ist. G ist dessen Funkenstrecke und KK_1 sind Kondensatoren, von denen der eine K von der Sekundärwicklung S des Speisestromtransformators PS gespeist wird. Die Primärwicklung dieses Transformators

liegt im Stromkreis der Wechselstrommaschine G; K ist der Morsetaster. Die Kondensatoren $K K_1$ sollen zweckmäßig von gleich großer Kapazität sein, obwohl dies nicht unbedingt erforderlich ist. Da im Schwingungskreis $L_g K K_1$ die Kondensatoren $K K_1$ hintereinandergeschaltet sind, so ist bei gleicher Größe der beiden Kondensatoren die wirksame Schwingungskreiskapazität nur halb so groß wie jeder einzelne Kondensator. Da nun nur der eine Kondensator K an der Speisespannung S liegt, so wird er bei einer bestimmten Speisespannung doppelt so viel Energie aufspeichern, als wenn die Speisespannung an beide Kondensatoren in Hintereinanderschaltung in den Speisekreis gelegt wäre. Die Entladungsfrequenz dagegen im Schwingungskreis

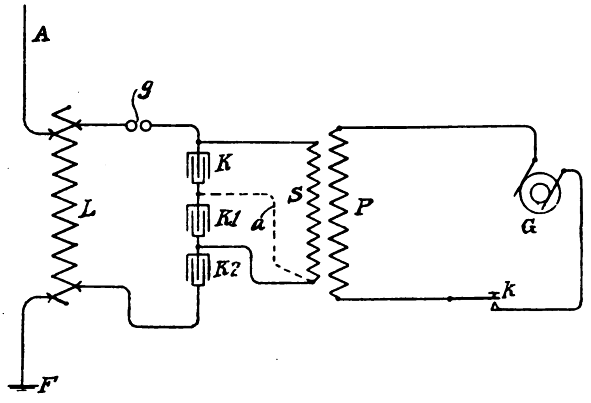


Fig. 11.

$K K_1 L_g$ ist wegen der verringerten Gesamtkapazität wesentlich höher als wenn der Kondensator K_1 nicht vorhanden wäre. Zweckmäßig soll die Kapazität K mit der Sekundärspule S auf Resonanz mit der Frequenz des Speisewechselstromes abgeglichen sein, so daß der Kondensator K auf wesentlich höhere Spannungen infolge der Resonanzerscheinungen des Ladestromes geladen wird. Zu bemerken ist noch,-daß der Kondensator K_1 als Kurzschluß- und Lichtbogenverhinderung für die Entladungsstrecke g wirkt, und daß dadurch die Funkenent ladung bei g vollkommen stoßartig und ohne jede Lichtbogenerscheinung vor sich geht. Beim Niederdrücken des Morsetasters K wird zunächst der Kondensator K geladen und dann entlädt er sich über $g L K_1$ mit sehr hoher Frequenz. Anstelle der Schaltung nach Fig. 10 kann auch die Anordnung nach Fig. 11 getroffen werden, wo drei Kondensatoren $K K_1 K_2$ vorhanden sind, und entweder die beiden Kondensatoren $K K_1$,

oder, wie gestrichelt dargestellt (Leitung a) nur der eine Kondensator K an der Speisespannung liegt.

Jules-René Prochasson beschreibt in der französischen Patentschrift 445639 eine Hochfrequenzmaschine für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Diese Hochfrequenzmaschine enthält einen nach Art des Ankers einer Gleichstrommaschine gewickelten und angeordneten Anker, bei dem nur der Kommutator weggelassen ist; diese Ankerwicklung ist an einer Stelle unterbrochen und von diesen beiden Enden dieser Ankerwicklung wird der Hochfrequenzstrom entnommen. Wenn die Wicklung aus v in Serie liegenden Spulengruppen gebildet wird, wobei die Spulen jeder Gruppe in Parallelschaltung liegen, und wenn die Anzahl der vollen Fluxschwankungen im Interferrikum n beträgt, so zeigt die Rechnung, daß in den verschiedenen Leitern die elektromotorischen Kräfte der Grundschwingung sich gegenseitig aufheben, desgleichen diejenigen aller Harmonischen, mit Ausnahme derjenigen, deren Ordnungszahl gleich $K \cdot \frac{n \cdot v}{d}$ ist, wo K eine ganze Zahl und d der größte gemeinschaftliche Divisor von n und v ist. Für diese letzten Harmonischen heben sich die elektromotorischen Kräfte nicht auf, sondern addieren sich vielmehr und man kann einen Strom entnehmen, dessen Grundschwingung $F = \frac{N \cdot n \cdot v}{d}$ ist, wobei wie vorher d der größte gemeinschaftliche Divisor von n und v ist und N die Anzahl der Umdrehungen der Maschine in der Sekunde bedeutet. Ein Spezialfall der beschriebenen Anordnung ist offenbar der, daß man die verschiedenen Phasen einer Wechselstrommaschinenwicklung in Serie schaltet. Wenn K die Anzahl der Phasen bedeutet, so ist die Frequenz des erzeugten Hochfrequenzstromes $F = N \cdot n \cdot K_1$ und die erzeugte elektromotorische Kraft ist $E = K \cdot E_1$, wobei E_1 die elektromotorische Kraft jeder Phase für die Harmonische von der Ordnungszahl K der Wechselstrommaschine ist. Man ordnet die Ankerwicklung so an, daß die gewünschten Harmonischen so viel als möglich zur Ausbildung kommen, und man gibt zu diesem Zwecke den Polstücken eine bestimmte Breite, die sich bestimmt nach der Polteilung (Abstand von Achse zu Achse zweier gleichnamiger aufeinanderfolgender Pole) und bemißt die Dicke des Interferrikums unter den verschiedenen Teilen der Pole entsprechend. Auch ist zu demselben Zwecke der Anker mit einer geeignet bemessenen Zahnung versehen. Wenn man wünscht, Ströme von sehr hoher Frequenz zu erhalten, so wird man große Umfangsgeschwindigkeiten anwenden und dann ist es zweckmäßig,

die Anordnung so zu treffen, daß die beiden Wicklungen des Ankers und des Feldes feststehend angeordnet sind und daß die Induktionsschwankungen einzig und allein durch die Rotation eines Eisenrades erzeugt werden. Fig. 12 und 13 zeigen beispielsweise eine solche Anordnung. Der Anker besteht aus einem feststehend angeordneten Ring 1 aus geblättertem Eisen, auf dem die Ankerwicklung 5 aufgewickelt ist. Diese ist an einer Stelle unterbrochen und die beiden Enden sind zu den Endklemmen *a* und *b* geführt, von denen der Hochfrequenzstrom abgenommen wird. Der Induktor besteht aus zwei Scheiben 2 und 3, die auf demselben Eisenkern 4 in der Mitte befestigt sind; dieser Teil ist auf einer Welle 6 befestigt, die in Lagern 7 läuft und auf beliebige Weise in Umdrehung versetzt wird. Die Scheiben 2 und 3 tragen Polstücke, die, wie Fig. 13 zeigt, gegeneinander versetzt angeordnet sind. Die Erregung erfolgt durch die Wicklung 8,

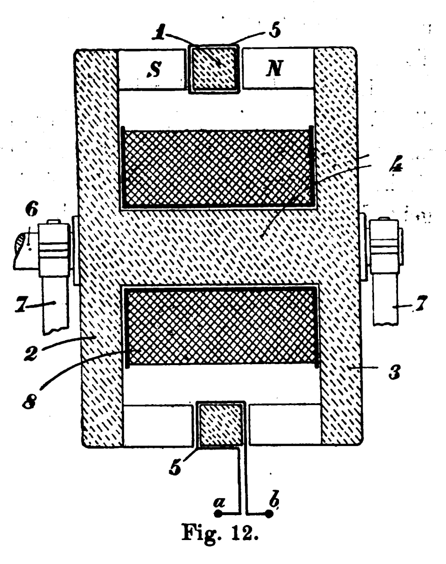


Fig. 12.

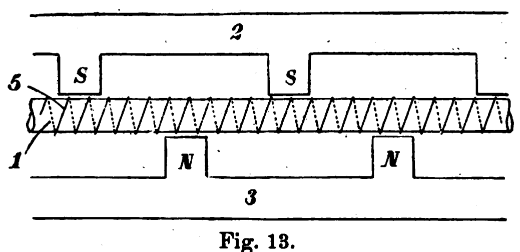


Fig. 13.

die durch Gleichstrom gespeist wird. Diese Wicklung 8 umgibt den sich drehenden Kern 4, bleibt jedoch selbst unbeweglich und ist auf dem Gestell der Maschine geeignet befestigt. Die verschiedenen Pole jeder Scheibe besitzen gleiche Polarität, z. B. sind die Pole der Scheibe 2 Südpole und die Pole der anderen Scheibe 3 Nordpole. Um die Intensität des Hochfrequenzstromes zu regeln, werden in den Stromkreis der Ankerwicklung Abstimmkondensatoren und Selbstinduktionen ein-

geschaltet. Der Hochfrequenzstrom kann entweder direkt oder über Transformatoren der Antenne zugeführt werden. Wünscht man mit Tonfrequenzen zu arbeiten, so erregt man die Hochfrequenzmaschine nicht mehr mit Gleichstrom, sondern mit Wechselstrom der gewünschten Tonfrequenz.

Lucian Levy behandelt in der französischen Patentschrift 467 467 die Erzeugung einwelliger Schwingungen mittels Funkenkreisen (sogenannte „ondes uniques", die er durch die Kombination einer magnetischen Kopplung mit einer elektrischen Kopplung erreichen will. Er geht davon aus, daß die elastischen Kopplungen zweier Schwingungs-

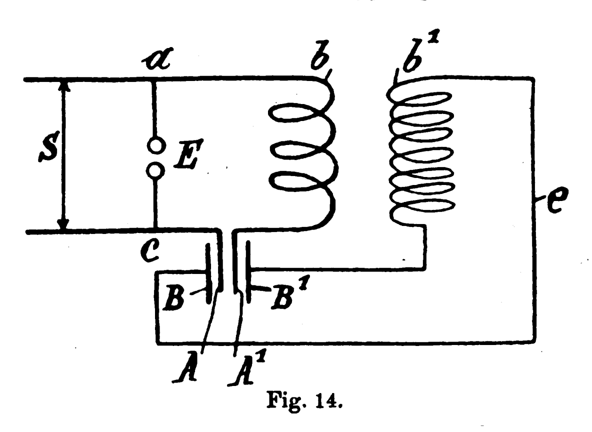


Fig. 14.

kreise, und zwar sowohl die magnetische Kopplung als auch die elektrische oder kapazitive Kopplung in den bisher üblichen Anordnungen den Nachteil besitzen, daß die beiden Schwingungskreise aufeinander rückwirken und so zum Entstehen zweier Schwingungen von verschiedener Periode Anlaß geben, die in jedem Kreise gleichzeitig auftreten, und die die bekannten Nachteile besitzen. Er will zur Vermeidung dieser Rückwirkung und zur Erzeugung reiner einwelliger Schwingungen beide Kopplungsarten miteinander kombinieren. Es kommt dabei ein analog zu dem bekannten magnetischen „Autotransformator" von Tesla oder Oudin gebauter „elektrostatischer Autotransformator" zur Anwendung, der aus vier oder wenigstens drei Platten gebildet wird. Fig. 14 zeigt die Gesamtanordnung. $a\,b\,A'\,A\,c\,E$ ist der gewöhnliche Funkenschwingungskreis und $b^1\,e\,B\,B^1$ ein sekundärer Schwingungskreis. Der elektrostatische Transformator besteht aus den beiden Kondensatoren $A\,A^1$ und $B\,B^1$, der elektromagnetische Transformator aus den beiden Spulen $b\,b^1$. Die Kondensatoren des elektrostatischen Transformators

werden aus dem Wechselstromnetz S geladen und E bezeichnet die Funkenstrecke. Levy führt aus, daß, wenn man den verschiedenen Elementen dieser Schaltungsanordnung geeignete Bemessungen gibt, in jedem der Kreise nur eine einzige Schwingung der gleichen Periodenzahl auftritt, und daß, wenn man das eine System zum Strahlsystem (Antenne) macht, nur Wellen einer einzigen Wellenlänge ausgesandt werden. Die von Levy zur Erzielung dieser Wirkung genannten Bedingungen sind:

1. Es soll zwischen den beiden Schwingungskreisen vor ihrer Kopplung Resonanz bestehen, d. h. die Periodenzahlen der Eigenschwingungen dieser Kreise sollen, wenn die Kreise voneinander völlig getrennt sind, genau gleich sein.

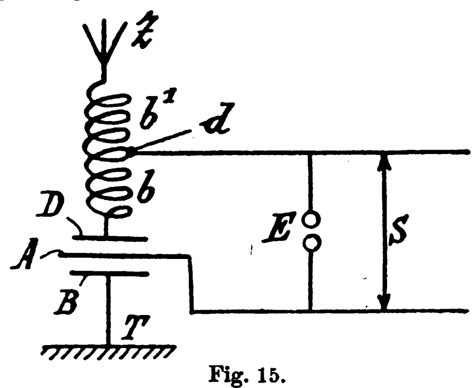


Fig. 15.

2. Wenn Ω die Schwingungsperiode bezeichnet, die für beide Kreise gleich groß ist, ferner M den Koeffizienten der gegenseitigen magnetischen Induktion zwischen den Spulen b und b^1, und C^0 den Koeffizienten der gegenseitigen elektrostatischen Induktion zwischen den Kondensatoren AA_1 und BB^1, so soll $\Omega^2 \times M \times C_0 = 1$ sein.

Diese zweite Bedingung wird verwirklicht durch Regelung der gegenseitigen magnetischen Induktion, d. h. durch Nähern und Entfernen der Spulen b und b^1. (Den Koeffizienten der gegenseitigen elektrostatischen Induktion C^0 definiert Levy folgendermaßen: Wenn man zwischen den Platten BB^1 eines der Kondensatoren eine wirksame elektromotorische Wechselstromkraft V unterhält und Q die wirksame Elektrizitätsmenge ist, die auf jeder der Platten von BB_1 induziert ist, so ist $C^0 = \frac{Q}{V}$.)

Fig. 15 zeigt als Beispiel die Anwendung der Schaltung zur Erregung einer Antenne Z, wobei zugleich der Transformator $b\,b^1$ der

Fig. 14 durch einen elektromagnetischen Autotransformator ersetzt ist. Der elektrostatische Autotransformator *BAD* und der elektromagnetische Autotransformator $b\,b^1$ liegen in Serienschaltung zwischen der Antenne *Z* und der Erde *T*; auf der Spule des Autotransformators $b\,b_0$ ist ein Schleifkontakt *d* verschiebbar, um die Kopplung einstellen zu können.

Fig. 16 zeigt eine Variante, wobei der elektrostatische Transformator der Fig. 14 durch eine magnetische Kopplung zwischen den Spulen $b^2\,b^3$ ersetzt ist. Letztere sollen sehr große Reaktanz besitzen

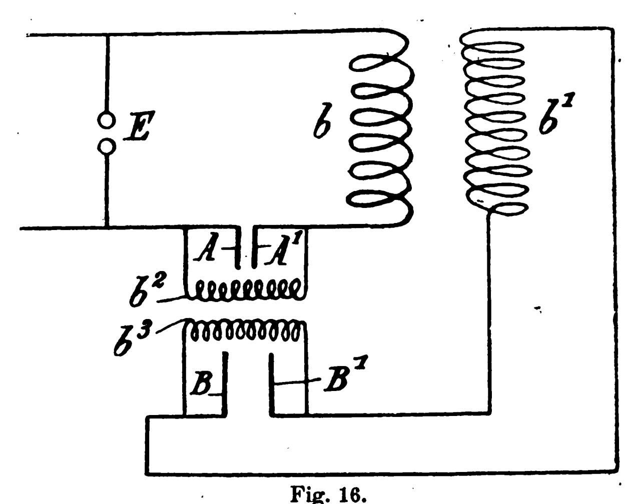


Fig. 16.

(zahlreiche Windungen sehr dünnen Drahtes). Fig. 17 zeigt wiederum eine Variante dieser letzteren Anordnung zur Erregung der Antenne *Z*. Die magnetischen Transformatoren $b\,b^1$ und $b^2\,b^3$ der Schaltung nach Fig. 16 sind ersetzt durch Autotransformatoren, die in Fig. 17 dieselben Bezeichnungen tragen. *d* und d^1 sind Schleifkontakte zum Einstellen der richtigen Kopplung. Auch bei der Anordnung nach Fig. 14 könnte man die magnetische Kopplung zwischen *b* und b^1 durch eine elektrostatische Kopplung ersetzen, indem man die Kondensatoren dieser elektrostatischen Kopplung an die Enden der Spulen *b* und b^1 legt, wobei diese natürlich dann keine gegenseitige Induktion mehr haben dürfen.

Als letzte Schaltungsmöglichkeit beschreibt Levy endlich die Anordnung nach Fig. 18, die sich auf derjenigen nach Fig. 16 aufbaut. Die Anordnung nach Fig. 18 soll auch besonders vorteilhaft sein für

den Empfang in der drahtlosen Telegraphie. $b\,b^1$, $b'\,b'^1$ und $b^2\,b^3$ sind elektromagnetische Transformatoren, und zwar die ersten beiden von sehr schwacher Reaktanz, der dritte jedoch von großer Reaktanz. $A\,A'$, $B\,B'$ und $A'\,A'^1$ $B'\,B'^1$ sind elektrostatische Transformatoren. Der Transformator $b^2\,b^3$ kann durch einen elektrostatischen Transformator ersetzt werden. Zweckmäßigerweise soll der Transformator $b^2\,b^3$ rechtwinklig zu den anderen Transformatoren aufgestellt werden, wie dies bei den Anordnungen nach Fig. 16 und 17 der Fall ist.

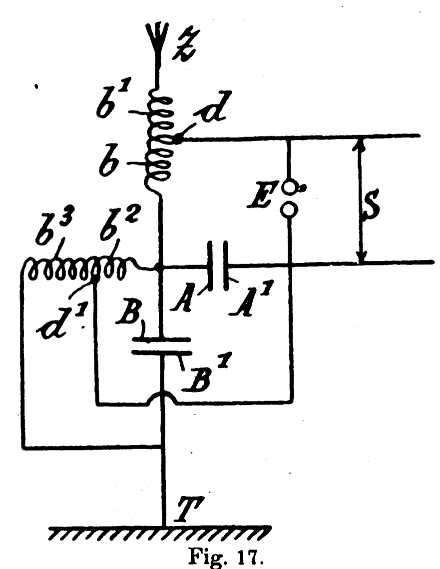


Fig. 17.

Auch Louis Cohen in Cambridge, Massaschusetts, V. St. A. verwendet in der in Fig. 19 dargestellten Senderschaltung gemäß der amerikanischen Patentschrift 1123098 eine elektrostatische Kopplung, und zwar soll

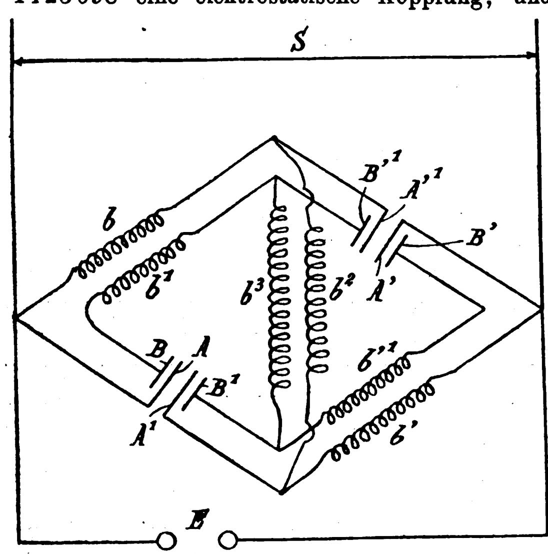


Fig. 18.

von den Enden der Selbstinduktionsspule 24 im primären Schwingungskreis 22, 23, 24 einerseits der Leiter *cc* über den regelbaren Kondensator 9 und andererseits der Leiter *d* an die Enden der Selbstinduktionsspule 11a im Antennenkreis 10a 11a 12a führen. Wenn hier infolge Durchschlagens der Funkenstrecke 22 die Schwingungserzeugung einsetzt und die Kreise auf Resonanz abgestimmt sind, so kann man durch Einstellen des Kopplungskondensators 9 beliebig feste Kopplung zwischen dem Primärsystem *a* und dem Sekundärsystem *b* erhalten.

Ein vereinfachtes Empfängersystem für drahtlose Telegraphie und Telephonie behandelt die Schweizerische Patentschrift 73044 der Naamloose Vennotschap de Nederlandsche Thermotelephoon Maatschappij in Utrecht; es beruht auf der Beobachtung, daß bei Benutzung eines thermischen Telephons beliebiger Bauart als Empfänger der bisher zwischen dem Luftleiter der Empfangsstelle und dem Telephon eingeschalteten Detektor in Wegfall kommen kann.

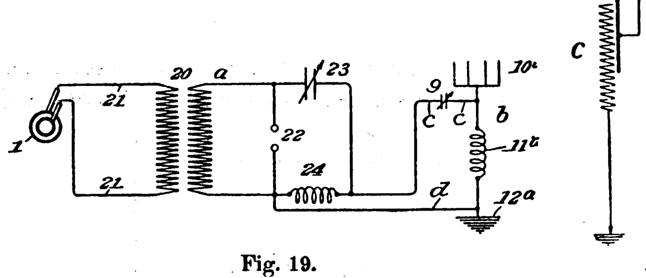


Fig. 19.

Fig. 20.

Versuche haben nämlich ergeben, daß das als Empfänger dienende thermische Telephon gleichzeitig die Aufgabe des Detektors erfüllen kann. Dieser Vorgang ist offenbar darauf zurückzuführen, daß ein thermisches Telephon vollkommen induktionsfrei arbeitet. Es hat sich ferner herausgestellt, daß auch der sonst im Nebenschluß zu dem Telephon angeordnete Kondensator und die in dem Nebenschlußkreis befindliche Batterie bei Benutzung eines thermischen Telephons als Empfänger in Wegfall kommen können. Hierdurch wird nicht nur eine wesentliche Vereinfachung des Empfängersystems bedingt, sondern gleichzeitig auch die Bedienung der Einrichtung erleichtert und eine Reihe von Fehlerquellen ausgeschlossen, die bei den bisher üblichen, mit Detektor und Kondensator arbeitenden Systemen auftreten. Die Anordnung ist in Fig. 20

dargestellt. An den Luftleiter *a* der Empfängerstelle ist das thermische Telephon *b* angeschlossen, das zweckmäßig unter Einschaltung einer Induktionsspule *c* von regelbarer Wirkung geerdet ist. Es hat sich gezeigt, daß die Güte der Lautwiedergabe des thermischen Telephons innerhalb gewisser Grenzen mit der Steigerung des inneren Widerstandes des Telephons wächst. Diese Anordnung ist wegen ihrer großen Einfachheit und ihrer geringen Raumbeanspruchung besonders für drahtlose Telegraphie und Telephonie im Felde und zur See von Bedeutung.

Auch Ettore Bellini hat in der französischen Patentschrift 430446 eine Anzahl von Empfangsschaltungen beschrieben, bei denen durch Anwendung eines nicht polarisierten Telephons, welches entweder direkt in die Antenne eingeschaltet oder in einen Sekundärkreis gelegt ist, der sonst übliche Detektor in Wegfall kommen kann. Als solche nicht polarisierte Telephone können entweder magnetische oder elektrische (statische) Telephone benutzt werden, von denen Bellini eine Anzahl Typen beschreibt. So z. B. das Dolbearsche Kondensatortelephon und den singenden Kondensator, ferner ein Telephon, bei dem eine Metallplatte (aus Eisen, Kupfer, Silber u. dergl.) der Wirkung einer Spule ausgesetzt wird, die von den Hochfrequenzschwingungen durchflossen wird, wobei letztere in der Platte Ströme induzieren und so eine Abstoßung der Platte bewirken. Es kann auch auf der Platte eine zweite Spule angebracht sein, und zwar kann diese entweder in sich kurzgeschlossen sein und von der feststehenden, von Hochfrequenzströmen durchflossenen Spule induziert werden, oder beide Spulen können auch hintereinander geschaltet sein und aufeinander einwirken. Endlich kann auch eine an der schwingenden Platte angebrachte Spule, die von den Hochfrequenzschwingungen durchflossen ist, mit einem feststehend angeordneten Kern aus Weicheisen zusammen wirken.

Adresse des Autors: Regierungsrat H. Eales, Berlin-Lichterfelde, Roonsr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

H. Rein † (herausg. v. Prof. Dr. K. Wirtz), Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. Verlag Julius Springer, Berlin 1917. geb. M. 20.—

Elektroindustrie. 1. u. 15. Februar, 1. u. 15. März 1917. Fachschriften-Verlag A.-G. Zürich.

A. Miethe, B. Seegert, F. Weidert, Die totale Sonnenfinsternis vom 21. August 1914, beobachtet im Sandnessjöen auf Alsten (Norwegen). Verlag Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig 1916. geb. M. 12.—

L. Graetz, Die Physik, mit Berücksichtigung ihrer Anwendungen. Band I des Sammelwerkes „Die Naturwissenschaften und ihre Anwendungen". Herausgeber C. Thesing, Leipzig. Verlag „Naturwissenschaften" G. m. b. H., Leipzig 1917.
M. 16.—, geb. M. 18.—, Prachtband M. 20.—

W. Winkelmann, Das Fernsprechwesen. I. u. II. Sammlung Göschen Nr. 155 u. 773. G. J. Göschensche Verlagshandlung, Leipzig 1916.
je M. 1.—

(Eingesandt 1. März 1917.)

Literaturverzeichnis.

Bennett, Edward, El. World **69**, Nr. 2, 95, 1917. High versus low antennae in wireless telegraphy.

Brillouin, Marcel, Rev. Gén.[1] 1, 7, 46, 123, 1917. L'État actuel des théories électriques.

Brylinski, E., Rev. Gén. 1, 43, 1917. Sur le système électromagnétique de mesures.

Chambre Syndicale, Rev. Gén. 1, 22, 58, 133, 180, 1917. La porcelaine électrotechnique.

Elektrot. Ztschr. 38, 40, 1917. (Nach Mitt. in „El. Comercio" Lima vom 14. X. 1916.) Drahtlose Verbindung Peru—Bolivien.

Forest, Lee de, Electrician 78, 505, 1917. The Pliotron (Polemik).

Germershausen, Werner, Ann. Phys. **51**, 705, 847, 1916. Über die Elektronenemission des Calciumoxyds in Gasen und im extremen Vakuum.

Giles, Helios (Export) **23**, Nr. 4, 65, 1917. Neuere Kondensatoren (nach Giles-Freiburg).

Girault, Paul, Rev. Gén. 1, 84, 1917. Sur les essais de polarité dans les transformateurs.

Hartenheim, Max, Elektrot. Ztschr. **38**, 49, 65, 1917. Die Analyse periodischer Wellen und ein neuer mechanischer Analysator.

Jaeger, Robert, Ztschr. f. Instr. **37**, 5, 1917. Zum Verhalten des Saitenelektromotors bei idiostatischer und Quadrantenschaltung (für hochfrequenten Wechselstrom benutzbar).

Keller, Hans, Mitt. Phys. Ges.-Zürich Nr. 18, 70, 1916. Kapazitätsbestimmungen von ein- und mehrlagigen Spulen verschiedener Wicklungsart.

Korda, D., Arch. des Sc. (Genève) Nr. 11, 402, 1916. La consonance polyphasée et son rôle dans les transformateurs statiques de fréquence.

---

1) Revue Générale de l'Électricité entstanden aus den seit Januar 1917 vereinigten Zeitschriften „La Revue Électrique" u. „La Lumière Électrique". Rédaction et Administration: 12 Place de Laborde, Paris.

Korn, A., Elektrot. Ztschr. 38, 84, 1917. (Ref. ü. Zentr. Ztg. für Opt. u. Mech. 37, 288.) Neues hochempfindliches Stromrelais (auch für drahtlosen Empfang anwendbar).

Kz., Elektrot. Ztschr. 38, 27, 1917. (Ref. ü. Proc. Inst. Radio Eng. 4, 131, 149, 1916.) Schwankungen bei nächtlichen Übermittlungen der Funkentelegraphie.

Latour, Marius, La Lum. Él. 35 (2), 289, 1916. Étude théorique sur l'audion.

Mc Dowell, Louise S. u. **Wick, Frances. G.,** Electrician 78, 497, 1917. A study of the law of response of the silicon detector.

M. A., Elektrot. Ztschr. 38, 28, 1917. (Ref. ü. Journ. Telegr. 40, 121, 145, 169, 193.) Der Vreeland-Oszillator und seine Verwendung für Wechselstrommessungen.

Niethammer, F., E. u. M. 35, 17, 32, 1917. Zusätzliche Verluste durch Stromverdrängung in wechselstromdurchflossenen Leitern.

Pflüger, A., Physik. Ztschr. 18, 13, 1917. Ein einfacher veränderlicher Kondensator.

Pomey, J. B., Rev. Gén. 1, 9, 1917. Sur la réciprocité des actions électriques et magnétiques.

— Rev. Gén. 1, 83, 1917. Analogies mécaniques des phénomènes de couplage entre deux circuits oscillants de télégraphie sans fil.

— Rev. Gén. 1, 163, 1917. Sur les analogies mécaniques des phénomènes électriques.

— Rev. Gén. 1, 206, 1917. Théorie élémentaire du magnétisme.

Prez-Crassier, J. de, Rev. Gén. 1, 277, 1917. Les brevets Fleming et de Forest (Un procès en Amérique).

Rönholm, Alwin, Arkiv för Mat. Astron. och Fysik. 11, Nr. 4, 1916. Wellenlichtbogen im Äther.

Rübesamen, H., Über Empfangsstörungen und elektrisch-meteorologische Elemente der Atmosphäre. Diss. Halle 1915 (vgl. Bespr. in Physik. Ztschr. 18, 19, 1917).

Rubens, Sitzungsber. Pr. Ak. Wiss. 18 I. 1917, S. 47. Das ultrarote Spektrum und seine Bedeutung für die Bestätigung der elektromagnetischen Lichttheorie.

Schwers, Frederick, Electrician 78, 615, 1917. The effect of water vapour in the atmosphere on the propagation of electromagnetic waves.

Starke, H., Physik. Ztschr. 18, 6, 1917. Resonanz in eisenhaltigen Kreisen.

Stigant, S. Austen s Thompson, J. Lindley.

Telegraphen- u. Fernsprechtechnik, Heft 20, 158, 1917. (Ref. ü. Ztschr. f. P. u. T., Wien, Nr. 33, 264.) Die drahtlosen Verbindungen zwischen Deutschland und Amerika.

— S. 159. Drahtlose Telegraphie vom Flugzeug.

— S. 167. (Ref. ü. El. World 64, 385.) Elektrische Schwingungserzeugung mittels Quecksilberdampflampen.

Thompson, J. Lindley u. **Stigant, S. Austen,** Electrician 78, 573, 609, 1917. The parallel operation of static transformers.

Townend, R., Electrician 78, 576, 1917. Frequency changers (ebenda S. 607, Diskussion).

Tschudy, Wm., Elektrot. Ztschr. 38, 18, 23, 1917. Meßverfahren und Definitionen für den Quecksilberdampf-Gleichrichter.

Wick, Frauce G. s. Mc Dowell, Louise S.

Wiesent, J., Elektrot. Ztschr. 38, 84, 1917. (Ref. ü. Diss. München 1916.) Über einen direkt zeigenden Dämpfungsmesser.

(Eingesandt 1. März 1917.)

Bücherbesprechungen.

J. Spielrein, Lehrbuch der Vektorrechnung. 386 S., 48 Fig., VIII Stuttgart 1916. Verlag von Konrad Wittwer. Preis M. 16.—.

Das auf Anregung von Prof. Dr. h. c. F. Emde entstandene und ihm gewidmete Werk soll nach Angabe des Verfassers, den wir durch seine vorwiegend im „Archiv für Elektrotechnik" erschienenen Arbeiten auf dem Gebiete der theoretischen Elektrizitätslehre kennen, vor allem Studierenden der technischen Hochschulen ein Wegzeiger und Führer durch das weite Feld der Vektorenrechnung — vielen leider noch eine unfruchtbar erscheinende Wüste — sein.

Wer aus eigener Erfahrung die Schwierigkeiten kennt, die sich auf diesem Gebiete dem Anfänger entgegenzustellen pflegen, wird ein Buch, wie das vorliegende, das, an Hand zahlreicher Beispiele, nicht allein einen Abriß des Bestehenden geben, sondern vor allem anleiten und zeigen will, wie das Gelernte sich praktisch verwenden läßt, herzlich willkommen heißen. Die Verwirklichung dieser Absicht ist — um es gleich vorwegzunehmen — dem Verfasser wohl gelungen.

Von den auf dem Markt befindlichen Büchern dieses Gegenstandes, die sich für die Hand des Studenten eignen, unterscheidet sich das Spielrein'sche Werk vorteilhaft dadurch, daß es durchaus seinen Charakter als wirkliches Lehrbuch wahrt, also in allen Teilen neben guter Auswahl des Wesentlichen in logischer Folge jenen Grad von Ausführlichkeit besitzt, den der Anfänger schlechterdings nun einmal nicht entbehren kann. Man wende nicht ein, daß die Zahl der Ingenieure, für die das Beherrschen der Vektorenrechnung eine Notwendigkeit bedeutet, nur klein sei im Verhältnis zum Rest, der sie nicht braucht, und daß demgemäß ein auf breiter Basis angelegtes Lehrbuch ähnlich denen der allgemeinen Mathematik keinem dringenden Bedürfnis entspreche. Dieser Standpunkt ist heute nicht mehr berechtigt. Wohl sind nur wenige Ingenieure zu rein wissenschaftlicher Betätigung berufen, doch die Zahl derer, denen in ihrem eigenen Interesse die Sprache der Vektoren kein fremdes Idiom sein darf, ist nicht mehr vernachlässigbar, mögen sie nun auf den Gebieten der Elektrizitätslehre, der Hydromechanik oder der Elastizitätslehre arbeiten. Bei der zunehmenden Zahl grundlegender moderner Werke auf allen Gebieten der Ingenieurwissenschaften, deren Verfasser sich der Vektorenrechnung bedienen, sollte heute auch der mehr praktisch arbeitende Ingenieur, sowie der Hochschulabsolvent in der Lage sein, derartige Rechnungen zu lesen und zu ver-

stehen. Liegt doch der Vorteil der Kenntnis der Vektorenrechnung keineswegs allein in der Beherrschung des Formalen und der dadurch erreichbaren Vereinfachung der Rechnung an sich. Stets wird damit — und darin dürfte der Hauptwert liegen — eine tiefergehende Erkenntnis physikalischer Vorgänge und Zustände, sowie eine Stärkung und Festigung des räumlichen Denkens überhaupt erreicht. Dies aber gehört zum wichtigsten Gut des angehenden, wie des fertigen Ingenieurs. Aus diesen Gründen bedarf auch der Wunsch, an die Stelle der meistens noch mehr gelegentlich und nebenher betriebenen Vektorenrechnung an den Hochschulen ein mehr vertieftes Studium, wenn auch von mäßigem Umfang, zu setzen, keiner besonderen Rechtfertigung mehr.

Wir dürfen sagen, daß das vorliegende Werk hier einem wirklichen Bedürfnis entgegenkommt. Sein klarer Aufbau läßt es zu einem schätzenswerten Hilfsmittel des Unterrichts, sein Reichtum an Beispielen und seine Ausführlichkeit zum Selbststudium und als Nachschlagewerk und Handbuch für den in der Praxis stehenden Ingenieur in hervorragender Weise geeignet erscheinen. Besonders dem, der sich auf diesem Gebiete fortbilden will, ohne über die Zeit zu langwierigen Quellenstudien zu verfügen, sei es als vektoranalytische Werkzeugsammlung warm empfohlen und in diesem Zusammenhange auf die am Schlusse angehängte reichhaltige Formelsammlung besonders hingewiesen. Auch wäre hervorzuheben, daß der Verfasser überall den Übergang von der vektoranalytischen Behandlung zu den meist gebrauchten Koordinatensystemen vermittelt.

In der Vorrede sagt der Verfasser: „Ich habe aber den technischen Wert des Buches nicht durch eine Häufung von Beispielen aus der Mechanik und Physik zu steigern gesucht, sondern mich bemüht, die Vektorenrechnung selbst gründlich zu lehren und nicht Mechanik und Physik." Man wird dem Verfasser beipflichten müssen, wenn er es ablehnt, die Einheitlichkeit der Darstellung durch allzu weites Eingehen auf die Anwendungsmöglichkeiten zu stören, andererseits aber frägt es sich, ob man sich hier durch den Verzicht auf alles Konkrete nicht auf ein, wenigstens für den studierenden Techniker, etwas trocknes Gelände begibt.

Für den Ingenieur sind doch im allgemeinen die mathematischen Operationen nur Mittel zum Zweck, daher dürfte der Wunsch nach Beispielen, die den Übergang zur Zahl und die praktische Verwendung abgeleiteter Resultate zeigen, bei einem Lehrbuch für Studierende technischer Fachrichtung nicht unberechtigt sein. Pflegt doch die an Hand geeigneter Beispiele gewonnene Erkenntnis, daß auch aus der Beschäftigung mit zunächst rein mathematischen Aufgaben häufig ein unmittelbarer praktischer Nutzen entspringt, mächtig stimulierend auf das Interesse des Lernenden zu wirken, ganz abgesehen von der mit jenen verbundenen Erleichterung des Verständnisses. Dieser Ansicht möchte der Berichter besonders im Hinblick auf den dritten Teil des Buches, der die Grundzüge der Affinorenrechnung behandelt, Ausdruck geben. Zu wünschen wäre ferner vielleicht eine etwas reichere Ausstattung des Werkes mit erläuternden Figuren, sowie einige gelegentliche Beispiele, die die Entwickelung graphischer Methoden aus den Ergebnissen vektoranalytischer Operationen vorführen.

Es mag sein, daß durch die Einschaltung dieser Dinge in das Lehrbuch selbst dessen Umfang zu sehr anwachsen und damit vielleicht auch

die Übersicht über das Ganze notleiden könnte. Dies wäre jedoch leicht zu vermeiden, falls sich der Verfasser bereit finden würde, etwa in einem zweiten Bande die Anwendungen auf technische und rein physikalische Aufgaben zu behandeln. Man könnte dabei an ein Buch denken, das das vorliegende in ähnlicher Weise ergänzt, wie das von Hort, „Die Differentialgleichungen des Ingenieurs", die rein mathematischen Lehrbücher. An Stoff hierzu dürfte es gewiß nicht mangeln, zumal zweifellos ein Bedürfnis nach einem Werke besteht, in dem die Methoden für die exakte als auch, daran anschließend, die genäherte Berechnung wichtiger spezieller elektrischer und magnetischer Felder zusammengestellt und die Bedeutung der Eigenschaften der Vektorfelder für technische Probleme eingehend diskutiert werden.

Rein äußerlich ist der Stoff in drei Teile gegliedert, in denen nacheinander die Vektoralgebra, die Vektoranalysis und die Grundzüge der Affinorrechnung abgehandelt werden. Der erste Teil zerfällt in die drei Kapitel: „Elementare Vektoroperationen", „Besondere Vektoren" und „Bezeichnungen in der Vektorrechnung". Der zweite Teil macht, ebenfalls in drei Kapiteln, den Lernenden mit den „Funktionen skalarer Veränderlichen", den „Ortsfunktionen" und der „Geometrie der Vektorfelder" bekannt. Den drei Kapiteln, in die die Grundzüge der Affinorrechnung eingeteilt werden, ist als Einleitung ein kurzer Paragraph über die Beziehung der Vektoranalysis zur Vektorenrechnung vorangestellt. Kapitel 1 und 2 behandeln „Lineare Vektorfunktionen" und „Affinoralgebra", Kapitel 3 die „Affinoranalysis".

Am Ende eines jeden Kapitels sind die Lösungen der Aufgaben zusammengestellt. Die schon erwähnte reichhaltige Formelsammlung und ein Inhaltsverzeichnis beschließen das Buch.

Abschließend möchte der Berichter sagen, daß das Werk allen Kreisen, an die es sich wendet, aufs wärmste empfohlen werden kann. Möge es die ihm gebührende Verbreitung finden und so seine Brauchbarkeit beim Unterricht, wie beim Selbststudium bewähren!

Die Ausstattung des Buches ist gut, sein Preis im Verhältnis zum Umfang und zu den Schwierigkeiten des Satzes unter den heutigen Verhältnissen als angemessen zu bezeichnen.

Dipl.-Ing. W. Brandegger, Stuttgart.

(Eingesandt 9. März 1917.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 12. 1917. Heft 2.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Der Einfluß geophysikalischer und meteorologischer Faktoren auf die drahtlose Telegraphie.[1])

Von **Paul Ludewig.**

Drei Erscheinungen bilden die Grundlage für ein immer mehr an Bedeutung gewinnendes Zwischengebiet der drahtlosen Telegraphie einerseits und der Geophysik und Meteorologie andererseits: Der Unterschied in der Reichweite einer Funkenstation bei Tag und Nacht, die Schwankungen der Empfangsintensität in der Dämmerung und die „Irrgänger". Während die letzten sich schon früh beim drahtlosen Verkehr über kurze Entfernungen unangenehm bemerkbar machten, wurde man in weiteren Kreisen auf die beiden ersten Erscheinungen erst aufmerksam, als man zu Versuchen auf große Entfernungen überging. Die folgenden Ausführungen enthalten eine Übersicht über die bisherigen Versuchsresultate und die Erklärungsversuche,

I. Die Theorie der Ausbreitung der elektrischen Wellen.

Nimmt man an, daß sich die von der Antenne ausgestrahlten elektrischen Wellen längs eines ebenen, gut leitenden Bodens fortpflanzen, so ist die Amplitude A der Schwingung in der Entfernung r von der Sendestation durch die Beziehung gegeben:

$$A = A_0 \frac{1}{r}$$

worin A_0 die Amplitude an der Sendestation bedeutet. Berücksichtigt man aber die Erdkrümmung, so wird die Formel in zweierlei Weise erweitert. Die Amplitude nimmt nicht mehr einfach proportional $1/r$ ab, sondern proportional dem Wert:

$$\frac{1}{r}\sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}}$$

Hierin bezeichnet ϑ den Winkel, den die Verbindungslinien Sende-

1) Auszug aus der Originalarbeit in den Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie **42**, 77, 1914 und **43**, 193, 1915.
Vgl. auch Schweiz. Elektrot. Ztschr. **13**, Hefte 29—40, 1916.

station—Erdmittelpunkt und betrachteter Punkt—Erdmittelpunkt miteinander bilden. Außerdem kommt noch ein Glied hinzu, welches darauf beruht, daß die Energie der Erdoberfläche nicht vollkommen folgt, sondern zum Teil in den Raum hinausgeht; dieser Faktor hat, wenn man mit e die Basis der natürlichen Logarithmen und mit λ die Wellenlänge der elektrischen Schwingung bezeichnet, die Form:

$$e^{-\frac{0{,}0019\, r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

Die Amplitude A in der Entfernung r von der Sendestation ist dann durch die Beziehung gegeben:

$$A = A_0 \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}}\, e^{-\frac{0{,}0019\, r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

Diese von Sommerfeld abgeleitete Formel wurde von anderer Seite noch erweitert, indem auch die wirksame Höhe h_1 und die Stromstärke J_S der Sendeantenne berücksichtigt wurden. Es ergab sich die Beziehung:

$$A = 120\, \pi \frac{h_1 J_S}{\lambda r} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}} \cdot e^{-\frac{0{,}0019\, r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

Die Stromstärke J_R in der Empfangsantenne von der wirksamen Höhe h_2 und dem Hochfrequenzwiderstand R beträgt, falls man mit ungedämpften Wellen arbeitet:

$$J_R = \frac{A h_2}{R} = 377 \frac{h_1 h_2 J_S}{\lambda r R} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}} \cdot e^{-\frac{0{,}0019\, r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

Benutzt man auf der Sendestation gedämpfte Wellen, so gehen noch die Dämpfungsdekremente δ_1 und δ_2 des Sende- und Empfangssystems in diese Formel in folgender Weise ein:

$$J_R = \frac{A h_2}{R \sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}}} = 377 \frac{h_1 h_2 J_S}{\lambda r R \sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}}} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}} \cdot e^{-\frac{0{,}0019\, r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

Bei den Entfernungen, die bei quantitativen Versuchen überbrückt wurden, kann man

$$\sqrt{\frac{\vartheta}{\sin \vartheta}} = 1$$



setzen, so daß man für ungedämpfte und gedämpfte Schwingungen die beiden wichtigen Beziehungen erhält:

$$J_R = 377 \frac{h_1 h_2 J_S}{\lambda r R} \cdot e^{-\frac{0,0019\, r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

$$J_R = 377 \frac{h_1 h_2 J_S}{\lambda r R \sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}}} \cdot e^{-\frac{0,0019\, r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

II. Methoden zur Messung der Empfangsstromstärke.

Zur Prüfung der Gültigkeit dieser beiden Formeln und zur weiteren Erforschung des ganzen Problems bedarf man einer Methode, die auf der Empfangsstation in einwandfreier Weise die Stärke der ankommenden Zeichen zu messen gestattet. Man hat folgende Meßmethoden dafür vorgeschlagen:

1. Die Parallelohmmethode. — Parallel zum Empfangstelephon liegt ein Regulierwiderstand, der so lange verkleinert wird, bis der Ton im Telephon gerade verschwindet. Der eingestellte Widerstand ist dann ein Maß für die Empfangsstärke, und zwar entspricht einem kleineren Parallelwiderstand eine größere Empfangsintensität.

Bei früheren Untersuchungen ist diese Methode meist unter der Voraussetzung benutzt worden, daß die ankommende Energie der Größe des Parallelwiderstandes umgekehrt proportional ist, daß also zwischen den beiden Werten eine lineare Beziehung besteht. Inzwischen ist durch Untersuchungen von Klages und Demmler nachgewiesen worden, daß das nicht der Fall ist. Zu diesem Nachweis wurden auf einer Sendestation mit verschiedener Energie Zeichen ausgesandt und dabei jeweils die Antennenstromstärke gemessen. Auf der Empfangsstation wurde die zu jeder Sendestromstärke gehörende Größe des zum Detektor und Telephon parallel liegenden Widerstandes r bestimmt.

Aus den erhaltenen Ergebnissen geht hervor, daß zwischen der Empfangsstromstärke und der Größe des Parallelwiderstandes keine Proportionalität besteht.

Die Parallelohmmethode ist daher für alle quantitativen Messungen unbrauchbar. Sie vermag nur dort Dienste zu leisten, wo es auf eine rein qualitative Bestimmung der Lautstärke ankommt,

wo man also nur bestimmen will, ob ein Empfang besser oder schlechter geworden ist.

2. Messung mit Kontaktdetektor und Galvanometer. — Schaltet man parallel zu einem in der Empfangsantenne liegenden Kontaktdetektor ein Galvanometer, so sind dessen Ausschläge ein Maß für den in der Antenne fließenden Strom. Für den Bleiglanzdetektor wurde von Klages und Demmler und für den Perikondetektor von Marchand eine direkte Proportionalität zwischen Antennen- und Galvanometerstrom nachgewiesen. Diese Methode ist daher in erster Linie geeignet, bei quantitativen Empfangsversuchen benutzt zu werden, und wurde infolgedessen von dem später zu erwähnenden Ausschuß zur Untersuchung der in dieser Zusammenfassung behandelten Erscheinungen besonders empfohlen. Bei praktischen Versuchen kann man natürlich ein Galvanometer mit langer Schwingungsdauer nicht benutzen, da bei diesem die Zeit bis zur endgültigen Einstellung länger dauert als das zu messende Zeichen. Geeignete Galvanometer mit kurzer Schwingungsdauer (1—2 Sek.) und einer Empfindlichkeit von ca. $5 \cdot 10^{-9}$ Amp. werden von den Firmen Hartmann & Braun und Siemens & Halske geliefert.

Statt des gewöhnlichen Drehspulgalvanometers kann man naturgemäß bei der gleichen Schaltung auch ein Saitengalvanometer benutzen. Dieses Instrument hat eine besondere Bedeutung, weil es die Möglichkeit bietet, die Stärke der Empfangssignale zu registrieren.

3. Substitutionsmethoden. — Der einzige Nachteil der Kontaktdetektor-Galvanometermethode besteht darin, daß die Empfindlichkeit des Kontaktdetektors sehr veränderlich ist, daß sie sich zwar ab und zu längere Zeit konstant halten läßt, daß aber oft durch eine auch nur geringe Erschütterung oder durch eine starke atmosphärische Entladung, bisweilen auch ohne einen direkt sichtbaren Grund, Änderungen in der Empfindlichkeit eintreten, die eine ganze Versuchsreihe unbrauchbar machen.

Um diesem Übelstand abzuhelfen, kann man nach Dieckmann und Eppen folgendermaßen verfahren: Auf der Empfangsstation wird ein Schwingungskreis eingebaut, in welchem sich ein Meßinstrument befindet, das den im Schwingungskreis fließenden Strom zu messen gestattet. Dieser Schwingungskreis wird mit einem Ticker erregt und läßt sich mit dem Antennenkreis mehr oder weniger fest koppeln. In den Antennenkreis, der demnach sowohl von den von einer fernen Sendestation ausgehenden Wellen als auch von diesem Hilfssender erregt werden kann, ist ein Kontaktdetektor mit

Galvanometer eingeschaltet. Hat man nun Empfang von einer Fernstation und erhält dabei einen gewissen Ausschlag am Galvanometer, so erregt man den Hilfssender mit Strom von einer ganz bestimmten Stärke und reguliert die Koppelung zwischen Hilfssender und Antennenkreis so lange, bis der gleiche Ausschlag am Galvanometer entsteht. Die Entfernung der beiden Koppelungsspulen gibt dann ein Maß für die empfangene Energie. Dadurch, daß sogleich nach dem Empfang der Fernstation diese Vergleichsmessung ausgeführt wird, fällt der Einfluß der Empfindlichkeit des Detektors heraus.

Eine ähnliche Substitutionsmethode hat Eccles angegeben.

4. Das Einfadenelektrometer. — Statt eines Saitengalvanometers kann man zur Registrierung auch ein Einfaden- oder Saitenelektrometer benutzen, wie es z. B. von Edelmann gebaut wird. In ihm sind in geringen Abständen zwei Metallelektroden a und b angebracht, die nach Fig. 1 mit einer Hilfsspannung E auf ein bestimmtes Potential geladen werden. Zwischen den Platten befindet sich die Saite, die auf ein Potential, das der Empfangsenergie proportional ist, aufgeladen wird und damit je nach dem Vorzeichen des Potentials entweder von a oder von b angezogen wird. In der Schaltung bedeutet S die im Antennenkreis liegende Selbstinduktionsspule die mit dem Kontaktdetektor D und dem Kondensator C verbunden ist. Besonders geeignet sind nach Angaben von Wulf die Rotzinkerzdetektoren, die als Gleichrichter für die elektrischen Wellen wirken. Den Vorgang beim Empfang hat man sich dann so zu erklären, daß durch den Detektor eine Ventilwirkung ausgeübt wird und daß daher von dem Hochfrequenzwechselstrom nur die Halbperioden einer Richtung durchgelassen werden und den Kondensator C aufladen.

5. Das Thermogalvanometer. — Neben den angeführten Methoden kommt die Messung mit dem Thermogalvanometer dort in Betracht, wo die Empfangsenergie nicht zu klein ist. Dem Prinzip nach ist es das zuverlässigste Instrument, da eine eindeutige Beziehung zwischen dem Ausschlag und dem zu messenden Strom besteht.

Es ist selbstverständlich, daß die Meßresultate, die auf einer Station erhalten wurden, nicht direkt mit denen einer anderen Station verglichen werden können. Sie geben nur einen Anhalt über die quantitativen Änderungen, die der Empfang der einen Station erfahren hat. Wollte man auch einen direkten Vergleich zwischen verschiedenen Stationen ermöglichen, so müßte man dafür

sorgen, daß auf den Empfangsstationen nicht nur die Schaltungen ganz genau gleich gemacht werden und daß nicht nur eine Empfangsmethode gewählt wird, bei welcher die Schwankungen der Empfindlichkeit des Detektors keine Störungen veranlassen, sondern daß auch die Antennenformen und die Erdungen vollkommen gleich sind. Das ist aber nur sehr schwer zu erreichen.

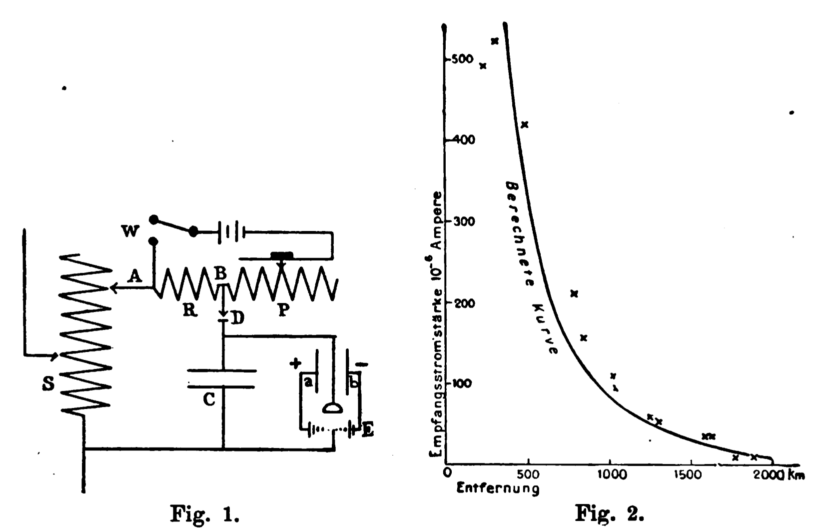


Fig. 1. Fig. 2.

III. Das Ergebnis der Tagesversuche.

Der erste Versuch, die experimentell gefundenen Empfangsstromstärken mit den theoretisch gefundenen zu vergleichen, stammt von M. Reich. Er stellte fest, daß Theorie und Experiment innerhalb der Fehlergrenzen gut übereinstimmen, wenn man nur die am Tage erhaltenen Werte berücksichtigt.

Ähnliche Versuche wurden später von Austin beschrieben. Aus der gleichzeitigen Messung von Sende- und Empfangsstrom bei verschiedenen Entfernungen, aus der wirksamen Höhe von Sende- und Empfangsantenne und der benutzten Wellenlänge leitete er die Formel ab:

$$J_R = 4{,}25 \frac{h_1 h_2 J_S}{\lambda r} \cdot e^{-\frac{0{,}0015\, r}{\sqrt{\lambda}}}$$

In dieser Formel wurde der Empfängerwiderstand R willkürlich zu 25 Ohm angenommen, was allerdings bei kurzen Wellenlängen zu hoch und bei größeren zu niedrig ist.

Später hat Austin die Versuche weitergeführt, und zwar mit der Großstation Arlington, Va, die mit einer Sendeeinrichtung von 100 Kilowatt mit rotierender Funkenstrecke und einer Plattformantenne von 122 m wirksamer Höhe ausgerüstet ist. Als Empfangsstation diente die Station des Kreuzers „Salem", der auf eine Reise nach Gibraltar geschickt wurde. Die Resultate zeigt die Fig. 2. Die ausgezogene Kurve ist nach der letzten Formel berechnet. Die aufgenommenen Punkte fallen ganz gut mit dieser Kurve zusammen.

Zwischen der letzten Formel und den theoretisch abgeleiteten Beziehungen besteht der Hauptunterschied, daß nach den Austinschen Resultaten das Zerstreuungsglied die Form

$$e^{-\frac{0{,}0015\,r}{\sqrt{\lambda}}}$$

hat, während die Theorie die Form ergibt:

$$e^{-\frac{0{,}0019\,r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

Neuere Versuche von Austin hatten den Zweck, die Entscheidung zwischen diesen beiden Exponentialfunktionen zu treffen. Während die Empfangsresultate auf dem Kreuzer „Salem" das Ergebnis lieferten, daß die theoretische Gleichung

$$J_R = 377 \frac{h_1 h_2 J_S}{\lambda r R \sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}}} \cdot e^{-\frac{0{,}0019\,r}{\sqrt[3]{\lambda}}}$$

zu Werten führte, die zu niedrig waren, um mit den Beobachtungen vereinbar zu sein, und während zugleich die halbempirische Gleichung

$$J_R = 377 \frac{h_1 h_2 J_S}{\lambda r R \sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}}} \cdot e^{-\frac{0{,}0015\,r}{\sqrt{\lambda}}}$$

mit dieser Beobachtung in guter Übereinstimmung zu sein schien, ergaben anderseits die Sende- und Empfangsstromstärken, die beim Verkehr in umgekehrter Richtung gemessen wurden, bei der graphischen Aufzeichnung eine Anzahl Punkte, die mit beiden Kurven übereinstimmen konnten. Eine endgültige Entscheidung zwischen

den beiden Formeln vermögen daher diese Versuche noch nicht zu geben.

Die Versuche Austins beschäftigten sich nur mit den Empfangsintensitäten, die in unmittelbarer Nähe des Erdbodens gemessen wurden. Besonderes Interesse beanspruchen daneben noch einige Messungen von Lutze, die im Freiballon, und zwar bei einer Nachtfahrt und bei zwei Hochfahrten bis etwa 6000 m Höhe ausgeführt wurden. Da dabei mit der Parallelohmmethode gemessen wurde, so kann man den Ergebnissen nur bedingten Wert beimessen. Es wurde gefunden, daß die Empfangsintensität in größeren Höhen geringer als am Erdboden war, daß sie z. B. bei einer Entfernung von 400 km in 1500 m Höhe über dem Erdboden doppelt so groß als in 6500 m Höhe war. Bei einem anderen Versuch wurde in zwei Freiballons zu gleicher Zeit gemessen; der eine hielt sich dauernd in etwa 1000 m Höhe, während der andere eine Hochfahrt unternahm. Beide Ballons schlugen ungefähr dieselbe Fahrtrichtung ein. Auch hier zeigte es sich, daß die Empfangsintensität des höher fahrenden Ballons kleiner war.

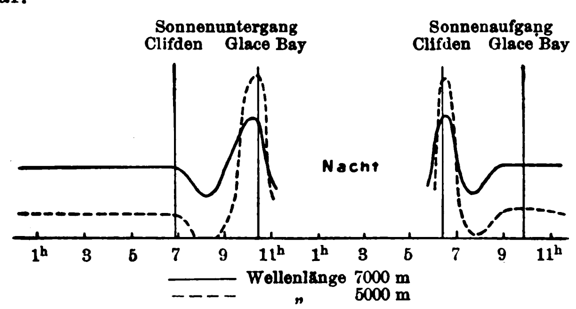


Fig. 3. In der Nacht über den ganzen Atlantischen Ozean Lautstärke sehr veränderlich.

IV. Der Unterschied im Empfang bei Tag und Nacht und die Dämmerungsschwankungen.

Von Marconi und Schwartzhaupt wurden zuerst die seit langem bekannten Unterschiede in der Stärke des Empfanges bei Tag und Nacht eingehender beschrieben. Marconi erhielt bei Versuchen zwischen Clifden und Glace-Bay die in den Figg. 3 und 4 enthaltenen Ergebnisse. In ihnen sind als Abszissen die Stunden in Greenwicher Zeit aufgetragen, als Ordinaten die Stärke der in Clifden ankommenden Zeichen. Die ausgezogene Kurve in Fig. 3 gilt für

eine Wellenlänge von 7000 m, die gestrichelte für eine solche von 5000 m. Man sieht, daß die Lautstärke am Tage für beide Wellen konstant und daß sie für die längere Welle beträchtlich größer ist. In der Nacht ist sie bei beiden Wellen so veränderlich, daß sie nicht gezeichnet worden ist. Besonders interessant ist der Kurvenverlauf in

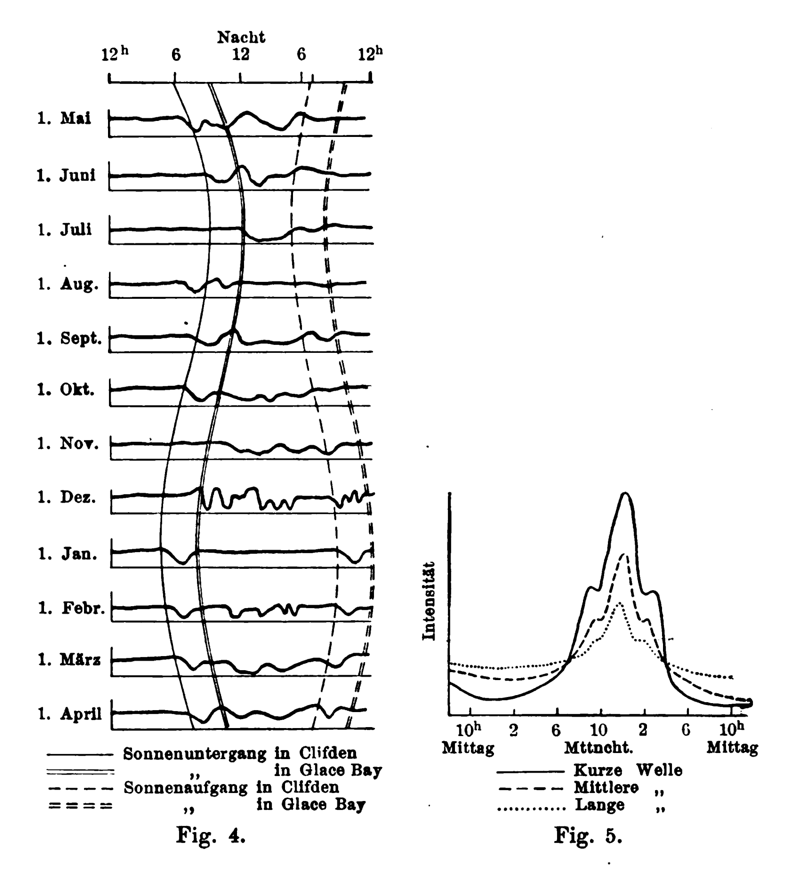


Fig. 4. Fig. 5.

der Zeit zwischen dem Sonnenaufgang (-untergang) in Clifden und in Glace-Bay. Die Untersuchungen ergaben, daß er im wesentlichen im ganzen Jahr derselbe bleibt (s. Fig. 4).

Bei den Versuchen von Schwartzhaupt diente die mit 20 KW Primärenergie ausgerüstete Station Nauen als Sendestation. Fig. 5 stellt die Stromstärken dar, die eine Station in 1000 km Entfernung über gebirgiges Land hinweg empfing. Es zeigt sich, daß nachts

eine beträchtliche Intensitätsverstärkung vorhanden ist und daß bei Nacht- und Tagesanbruch regelmäßige Schwankungen vorhanden sind.

Wie sehr die Reichweite einer Station von diesen Erscheinungen abhängig ist, geht aus der Fig. 6 hervor, die von Schwartz-

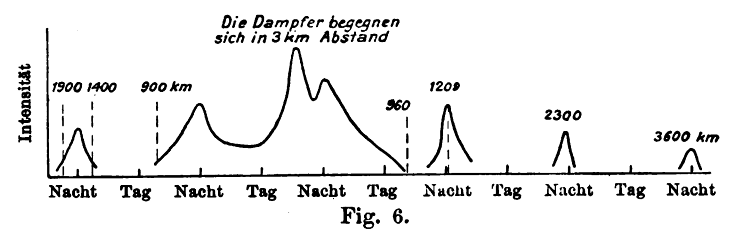


Fig. 6.

haupt stammt. Auf zwei Dampfern, die sich einander näherten, wurde in verschiedenen Entfernungen die Empfangsenergie gemessen. Aus der Figur geht hervor, daß bei großen Entfernungen nur nachts

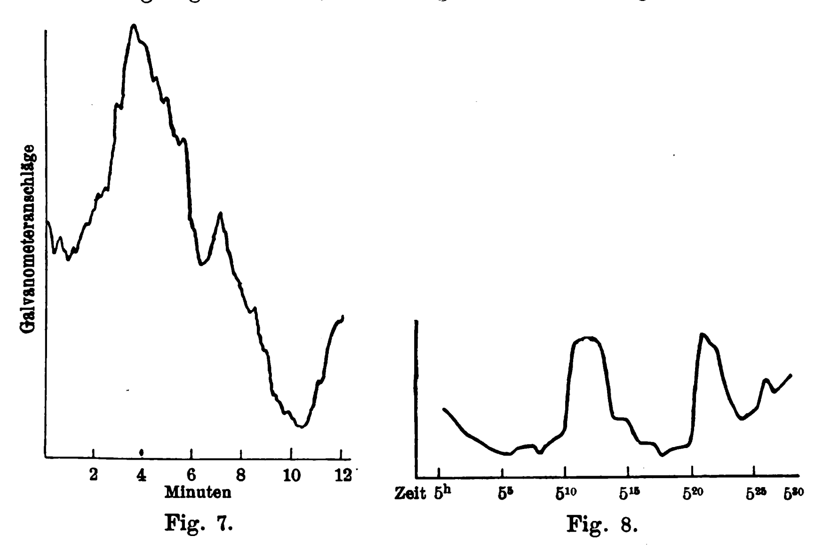


Fig. 7. Fig. 8.

ein Verkehr möglich war und daß auch bei geringen Entfernungen des Nachts ein erhebliches Ansteigen der Kurven vorhanden ist.

Versuche von Mosler in den Jahren 1912 und 1913 führten zu ähnlichen Resultaten. Er bediente sich der von der Norddeicher Anlage zu bestimmten Zeiten ausgesandten dienstlichen Zeichen und führte seine Versuche während eines ganzen Jahres durch. Am Tage traten keine Energieschwankungen ein; dagegen zeigten sich in der

Nacht starke Unregelmäßigkeiten, wobei die Empfangsintensität im Frühjahr und Herbst etwa doppelt so groß, im Sommer dagegen ungefähr ebenso groß wie am Tage war. Ab und zu traten ganz außergewöhnliche Steigerungen in der Empfangsintensität mit sprungweisen Änderungen ein. Eine besonders bemerkenswerte Schwankung wurde am 12. November 1912 beobachtet (Fig. 7). In 7 Minuten schwankte hier die Empfangsstärke um den 6,3fachen Betrag.

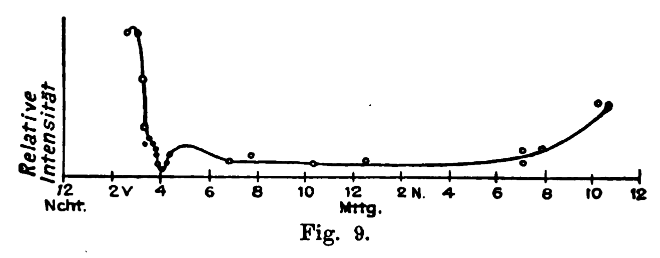


Fig. 9.

Bei den bereits erwähnten Versuchen von M. Reich ergab sich das gleiche Resultat. In der Fig. 8 sind die Schwankungen des Empfangsstromese enthalten, die beim Verkehr zwischen Neumünster und Göttingen kurz nach Sonnenuntergang bei einer Wellenlänge von 1340 m gemessen wurden.

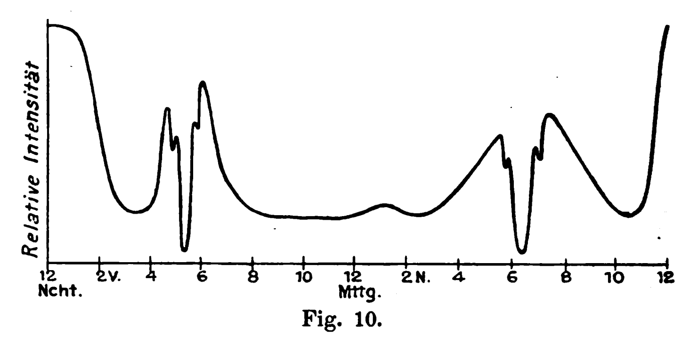


Fig. 10.

Versuche von G. W. Pickard zwischen den Stationen Glace-Bay und Amesburg (bei Boston), und Versuche von Dolbear und Proctor zwischen Glace-Bay einerseits und Somerville und Revere (bei Boston) andererseits lieferten die Kurven der Figg. 9 und 10. Auch aus ihnen, ergibt sich wieder das Resultat, daß die Nachtintensitäten sehr groß sind, daß am Tage ein relativ schwacher, aber konstanter Empfangsstrom gemessen wird, und daß in der Dämmerung regelmäßige Schwankungen auftreten.

V. Der Einfluß der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912.

Bei dieser Sachlage war es von besonderem Wert, zu untersuchen, in welcher Weise eine Sonnenfinsternis auf die drahtlose Übertragung einwirkt. Eine erste günstige Gelegenheit bot die Sonnenfinsternis vom 17. April 1912, da bei ihr die Verfinsterung für Mitteldeutschland ziemlich total und gerade in der Mittagszeit an einem fast vollkommen klaren Tage stattfand. Die Resultate dieser Versuche liegen in den Berichten von 12 Empfangsstationen vor. Als Sendestation diente einmal die deutsche Station Norddeich, die mit 1650 m Wellenlänge in der Zeit von 12—3 Uhr stündlich viermal ein bestimmtes Kennwort je 5 Minuten lang gab. Als Empfangsstationen beteiligten sich die Station in Emden, zwei Stationen des Telegraphenversuchsamtes in Berlin, eine Station der Telefunkengesellschaft in Berlin, zwei Stationen der Lorenz-A.-G. in Berlin und die Küstenwachen in Swinemünde und Danzig.

Eine andere Gruppe von Empfangsstationen erhielt ihre Zeichen von der Station des Eiffelturmes, die von 9 Uhr 40 Min. bis 3 Uhr 40 Min. mit 2000 m Wellenlänge Dauersignale von je 10 Sekunden gab. Diese wurden von zwei französischen Stationen, nämlich denen in Saumur und Poitiers, von einer Station in Marburg und einer in Graz aufgenommen. Eine Übersicht über die Gesamtergebnisse gibt die nachstehende Tabelle, in der die Stationen nach der überbrückten Entfernung geordnet eingetragen sind. Die Messungen wurden zum Teil mit der Parallelohmmethode, zum Teil mit Kontaktdetektor und Galvanometer ausgeführt.

Die Tabelle zeigt, daß fast sämtliche Stationen, die keinen Einfluß der Sonnenfinsternis konstatieren konnten, mit der ungenauen Methode gemessen haben. Andererseits fanden die Station der Telefunkengesellschaft und die Station in Eberswalde, ebenso wie die mit dem Galvanometer messenden Stationen, einen sicheren Einfluß.

Die französischen Stationen unter Leitung von A. Turpain haben die Methode des Nebenschlußtelephons sogleich aufgegeben und nur mit dem Galvanometer gemessen. Die Kurven zeigen ein deutliches Maximum im Zeitpunkt der größten Verfinsterung. Ausführliche Angaben liegen von Take und Vos vor, die in Marburg und Graz gleichfalls die Einwirkung mit dem Galvanometer verfolgten. Take fand in Marburg eine Zunahme der Empfangsintensität von rund 25% und Vos in Graz sogar eine solche von 96%. Bei beiden war das Maximum der Empfangsintensität dann

vorhanden, wenn das Maximum der Verfinsterung sich gerade in der Mitte zwischen Gebe- und Sendestation befand.

Versuchsstation (Gebestation zuerst)	Leiter der Versuche	Entfernung km	Resultat	Wellenlänge m	Empfangsmethode
Norddeich–Emden . . .	?	27	kein Einfluß	1650	Telephon
Eiffelturm–Saumur . . .	Turpain	250	Einfluß vorhanden	2000	Galvanometer
Eiffelturm–Saint Benoit .	Turpain	etwa 3000	Einfluß vorhanden	2000	Galvanometer
Norddeich–Berlin. . . .	Teleph.-Ges	450	Einfluß groß	1650	?
Norddeich–Berlin. . . .	Telegraph. Versuchs-Anst.	450	kein Einfluß	1650	Telephon
Norddeich–Schöneberg . .		450	kein Einfluß	1650	Telephon
Norddeich–Berlin. . . .	C. Lorenz, A.-G.	450	kein Einfluß	1650	Telephon
Norddeich–Eberswalde . .	C. Lorenz, A.-G.	460	Einfluß vorhanden	1650	Telephon
Norddeich–Swinemünde .	—	470	kein Einfluß	1650	Telephon
Eiffelturm–Marburg . . .	E. Take	530	Einfluß groß	2000	Galvanometer
Norddeich–Danzig . . .	—	760	Einfluß vorhanden	1650	Telephon
Eiffelturm–Graz	M. Vós	1000	Einfluß sehr groß	2000	Galvanometer

Als Beispiel der Änderung der Empfangsintensität im Verlauf der Finsternis möge die von der Telefunkengesellschaft erhaltene Kurve, die in Fig. 11 wiedergegeben ist, dienen. Sie zeigt ein Maximum

des Empfangs zur Zeit der größten Verfinsterung. (Außerdem wurden vor und nach dem Eintritt des Maximums mittelstarke Störungen wahrgenommen.)

Aus der vorstehenden Tabelle ist zu entnehmen, daß mit zunehmender Entfernung zwischen Gebe- und Sendestation der Einfluß der Sonnenfinsternis wächst. Dieser Schluß wird besonders gestützt durch einen Vergleich der Versuche von Take und Vos, die mit derselben Wellenlänge, derselben Gebestation und derselben Empfangsmethode arbeiteten.

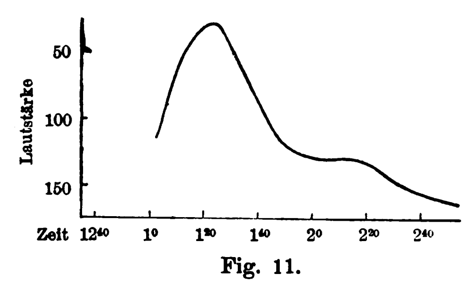


Fig. 11.

VI. Der Einfluß der Jahreszeit, des Mondes, des Nordlichtes und des Wetters auf die Empfangsstärken zugleich.

Mit den in Abschnitt IV erwähnten Versuchen hat Mosler auch Versuche über den Einfluß der Jahreszeit auf die Größe der Empfangsenergie veröffentlicht. Die Versuche ergaben, daß die Lautstärke am Tage während des ganzen Jahres nahezu den gleichen Betrag beibehält. Die Entfernung zwischen Sende- und Empfangsstation betrug 425 km. Die Resultate dieser Versuche sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt, welche den Mittelwert des Verhältnisses Nachtintensität zu Tagesintensität enthält. Es ergaben sich folgende Werte:

Februar . .	2,06	Juni.	1,09	Oktober . . .	2,82
März	2,07	Juli	1,22	November . .	3,15
April	2,20	August . . .	—	Dezember . .	1,79
Mai	1,29	September . .	2,14	Januar . . .	1,64

Bemerkenswert ist dabei der starke Anstieg der Werte im Herbst.

In der Literatur finden sich ferner Hinweise, die einen Einfluß des Mondlichtes auf die drahtlose Übertragung nachzuweisen suchen. Mosler hat auch in dieser Richtung Versuche unternommen und folgert aus ihnen, daß für die Entfernung von 425 km ein Einfluß nicht zu erkennen ist. Curtis glaubt zu finden, daß beim Aufgehen

des Mondes die Intensität der elektrischen Welle, die von einer etwa 1000 km entfernt liegenden Station ankommen, in ähnlicher Weise schwankt, wie es Marconi zuerst bei Sonnenaufgang gefunden hat. Eccles weist darauf hin, daß in diesem Falle mit dem Aufgehen des Mondes der Sonnenuntergang zusammengefallen ist, daß also die gefundene Erscheinung auf dem bekannten Einfluß der Sonne beruht.

Über den Einfluß des Polarlichtes liegt ein Bericht der Telefunkengesellschaft vor. Er lautet: „Hochinteressante Einwirkungen, die mit Sicherheit auf das Auftreten von Polarlicht zurückzuführen sind, ließen sich bei der drahtlosen Nachrichtenübermittlung zwischen den neuen von der norwegischen Telegraphenverwaltung in Betrieb genommenen und von der deutschen Telefunkengesellschaft errichteten Stationen Spitzbergen und Ingoe (bei Hammerfest) beobachten. Bei dem Erscheinen des Polarlichtes wurden die ankommenden Zeichen von Spitzbergen in Ingoe derart geschwächt, daß eine Aufnahme nach dem Gehör oft nur schwer möglich war; ja, es zeigte sich, daß die Zeichen für längere Zeit vollkommen verschwanden."

„Merkwürdig war jedoch die beobachtete Tatsache, daß, während in Hammerfest kein Polarlicht zu beobachten war, das Vorhandensein eines solchen drahtlos von Spitzbergen gemeldet wurde, plötzlich die Zeichen in Hammerfest weit über die bisher beobachtete Lautstärke hinausgingen."

Weiter berichtet C. H. Taylor, daß bei dem drahtlosen Verkehr zweier Marconistationen in der Nähe des Polarkreises das Auftreten des Nordlichts stets einen großen und günstigen Einfluß ausübte. Zuweilen brachte, wenn die Signale für die Verständigung zu schlecht waren, ein Nordlicht augenblicklich eine gute Verständigung zuwege.

Über den Einfluß des Wetters sind in einigen Veröffentlichungen Hinweise enthalten, welche zeigen, daß auch die Witterungsvorgänge in dem von den Wellen zwischen Sende- und Empfangsstation durchlaufenen Raum von Einfluß sein können. Allerdings muß man dabei beachten, daß sie lokal sehr verschieden sind, und daß meist ein und dasselbe Wetter, z. B. das Vorhandensein einer gleichmäßigen geschlossenen Wolkendecke, nur in einem relativ kleinen Gebiet — verglichen mit den großen Entfernungen, die in der drahtlosen Telegraphie überbrückt werden — vorhanden sein wird. Nur überaus selten wird daher ein Einfluß dieser Art nachzuweisen sein.

Einzelne Beobachtungen sind jedoch bereits vorhanden. So nimmt nach Jackson die Reichweite einer Station beim Eintritt von stür-

mischem Wetter sehr stark ab und geht zum Teil bis auf den vierten Teil ihres normalen Wertes herab. Auch können nach Fleming ähnliche Beobachtungen sehr häufig an der afrikanischen Küste beim Einsetzen des Siroccos gemacht werden.

Ausführlichere Angaben stammen von A. H. Taylor. Als Empfangsstation diente ihm die Station der Universität von Nord-Dakota. Er fand bei seinen Versuchen, daß in der Nacht vom 1. zum 2. März Signale von der Station Colon, Panama besonders deutlich eintrafen. Die Wetterkarte zeigte am 1. März eine Wolkendecke längs der ganzen Atlantischen Küste. Auch am 4. und 13. März war es ähnlich. Am 17. März wurden zwischen 8 p. m. und 11 p. m. keine Signale gehört. Nach der Wetterkarte war am 17. März der ganze östliche Teil des Landes unbedeckt. Über die Verhältnisse am 18. März gibt er folgendes an:

„Die Wetterkarte vom 18. März schien anzuzeigen, daß die Wolken ostwärts ziehen würden. Auf Grund dieser Annahme verbrachte der Verfasser den Abend des 19. März auf der Station, in der Erwartung, Zeichen von zahlreichen östlichen Stationen aufzufangen. Zu seinem größten Erstaunen waren keine zu hören. Als am nächsten Morgen die Wetterkarte ankam, zeigte es sich, daß die Wolken umgekehrt und durch das Tal des Mississippi gezogen waren und daß der Osten klar geblieben war. Dies scheint ein endgültiger Beweis dafür zu sein, daß Bewölkung und gute Übertragung direkt miteinander verbunden sind."

Aus diesen Versuchen zieht Taylor den Schluß: Wenn während des Tages über einer großen Fläche Bewölkung geherrscht hat, dann folgt eine Nacht, in der besonders große Reichweiten zu beobachten sind. Es muß daher nach seiner Ansicht ein atmosphärischer Einfluß vorhanden sein, der in den geringen Höhen, in denen Wolken vorkommen, vor sich geht.

VII. Atmosphärische Störungen (Irrgänger).

Neben den bisher erwähnten Versuchsergebnissen gibt es, wie eingangs erwähnt, auf dem Übergangsgebiet zwischen drahtloser Telegraphie und Meteorologie noch eine zweite Erscheinung, die in diesen Zusammenhang hineingehört: Man hört bei jeder drahtlosen Übertragung im Empfangstelephon Geräusche, die auf atmosphärische Ursachen zurückzuführen sind und denen man den Namen atmosphärische Störungen oder Irrgänger gegeben hat. Sie machen sich in der Weise bemerkbar, daß zwischen den eigentlichen drahtlos über-

mittelten Morsezeichen zum Teil scharfe Knacke, zum Teil brodelnde und zischende Geräusche auftreten, die die Verständigung wesentlich stören.

Das Studium der atmosphärischen Störungen ist in den letzten Jahren von verschiedenen Seiten aufgenommen. K. E. F. Schmidt berichtet, daß die Störungen zwei Perioden am Tage besitzen. Er macht darauf aufmerksam, daß diese Perioden mit der Periode der Elektrizitätszerstreuungen einen Parallelismus aufweisen.

Untersuchungen von Esau ergaben eine jährliche Periode mit je einem Maximum im Juni und August und einem Hauptminimum im Juli. Weiter fand Esau, daß die Störungen zunehmen

mit wachsender Durchsichtigkeit der Luft
mit abnehmender relativer Feuchtigkeit,
mit wachsender Windgeschwindigkeit,
mit Kumulus- und Gewitterbildung,

und daß sie abnehmen

mit zunehmender Bewölkung,
mit wachsendem Dunstgehalt der Atmosphäre,
mit Nebelbildung.

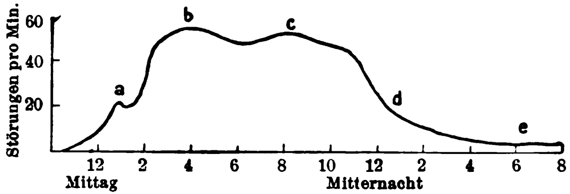
Dieckmann folgert aus seinen Messungen, daß der Gang der Gesamttätigkeit des Antennenstromes mit dem Gang des Potentialgefälles im wesentlichen direkt parallel geht.

Wichtig ist die Bemerkung von Eccles und Airey, daß bei ihren Messungen 80 % aller Störungen gleichzeitig auf zwei 500 km voneinander entfernten Stationen auftraten, und daß 50 % derselben an beiden Orten gleiche Intensität hatten.

Mosler hat eingehende quantitative Untersuchungen hierüber auf die Dauer eines ganzen Jahres ausgedehnt, und zwar hat er vom August 1911 bis zum Juli 1912 beobachtet. Benutzt wurde eine 18 m hohe, sechsdrähtige Schirmantenne, mit der ein aperiodischer Kreis mit Gleichrichterzelle gekoppelt war. An jedem Versuchstage wurde zu bestimmten Zeiten die Anzahl der Störungen pro Minute festgestellt. Es ergab sich für die Wintermonate eine geringe, für die Sommermonate eine hohe Störungszahl, ferner ein tägliches Minimum in den frühen Morgenstunden. An außergewöhnlich warmen Tagen war die Zahl der Störungen sehr groß, und besonders dann, wenn Gewitterwolken über die Antenne hinwegzogen. Es ließ sich feststellen, daß die Anzahl der Störungen sich im gleichen Verhältnis mit den Schwankungen des Luftpotentials änderte. Den Verlauf bei

Annäherung eines Gewitters zeigt die Kurve Fig. 12, die in der Nacht vom 24. zum 25. Juli 1912 aufgenommen wurde. Man sieht bei dem Herannahen des Gewitters das ungewöhnlich starke Anwachsen der Störungszahl. Beim Abziehen des Gewitters nehmen die durch Blitze verursachten Zischgeräusche schnell ab. Am 29. März 1912 wurden Blitze eines in etwa 200 km Entfernung niedergehenden starken Gewitters nicht wahrgenommen.

Mosler faßt seine Beobachtungen folgendermaßen zusammen: „Wie aus den angeführten Beobachtungen und aus den Abbildungen über den Störungsverlauf folgt, sind die atmosphärischen Störungen hauptsächlich auf örtliche Einflüsse zurückzuführen und entstehen



a Blaugraue Wolken über Luftdraht ziehend (Gewitterbildung).
b Heraufziehendes Gewitter, in der Ferne Blitze.
c Gewitterwolken über Station abziehend, keine Blitze.
d Sternklar. *e* Wolkenlos.

Fig. 12.

überwiegend infolge Potentialschwankungen der Luftschichten, welche auf stoßweise Änderung der Ladungsverteilungen schließen lassen. Durch Ausgleichsvorgänge in der atmosphärischen Elektrizität werden wechselnde Ladungen der Antenne hervorgerufen und hierdurch Schwingungen derselben erzeugt, welche die Störungszeichen im Detektor bilden.“ —

Zu diesen Erscheinungen durch Ladung kommen noch Störungen durch elektromagnetische Wellen hinzu, die durch ferne Blitze hervorgerufen werden. Es ließ sich feststellen, daß dieee Blitze ein markantes Zischen im Empfangstelephon entstehen lassen, welches gut von den teils knackenden, brodelnden, teils zusammenhängenden und wieder abgerissenen, durch atmosphärische Ladungen verursachten Geräusche zu unterscheiden ist.

Da diese Versuche ergeben hatten, daß bei den Messungen die meteorologischen Verhältnisse eine große Rolle spielen, machten Wiegand und Lutze gleichzeitige Beobachtungen auf einer Ballon- und einer Landstation. Es liegen die Berichte von zwei Freiballonfahrten vom 24. bis 25. September 1912 und vom 27. Oktober 1912 vor.



Bei der Ballonstation wurde eine Empfangsantenne nach der von P. Ludewig vorgeschlagenen Form benutzt, und zwar wurden in Abständen von etwa 2 m drei Ringe aus 1 mm Gummiaderdraht um den Ballon geschlungen und ihr Verbindungsdraht in den Korb geführt. Der untere Antennenteil bestand aus einem nach unten hängenden Draht von 70 m.

Als feste Landstation wurde die in Halle-Cröllwitz liegende Versuchsstation für drahtlose Telegraphie benutzt. Es diente hier als Antenne ein 18,5 m hoch und 22 m lang horizontal ausgespannter Kupferdraht mit der Erde als Gegengewicht.

Auf beiden Stationen wurden die im Empfangstelephon gehörten Geräusche registriert und zwar in der Weise, daß die Geräusche ihrer Intensität nach in einer fünfteiligen Skala gewertet und die in je drei Minuten auftretende Anzahl von Störungen als Maß für die Disposition der Atmosphäre zu Störungserscheinungen angesehen wurde. Auf beiden Stationen waren die Detektoren direkt in die Antenne eingeschaltet.

Die erste Fahrt begann am 24. September abends 6 Uhr und führte von Halle bis in die Nähe von Diedenhofen, wo die Landung am 25. September mittags erfolgte. Aus den Beobachtungen ergab sich, daß die im Ballon und den Landstationen gemessenen Störungen im großen und ganzen parallelen Verlauf nehmen, daß auch hier die früher beobachtete Periode auftritt, daß aber, im einzelnen betrachtet, die Zahl der Störungen auf den beiden Stationen wesentlich verschieden ist. Auch die meteorologischen Verhältnisse auf den beiden Stationen waren wesentlich verschieden, z. B. gingen gegen Schluß der Beobachtungen über die Hallenser Station starke Regengüsse nieder, während der Ballon über einer Gegend schwebte, die nur von einer dünnen, unterbrochenen Strato-Kumulusdecke überzogen war.

Die zweite Fahrt fand am 27. Oktober morgens um 7 Uhr von Halle aus statt und führte bis nach Mecklenburg. An diesem Tage kam Mitteldeutschland in den Bereich eines von Westen heranziehenden Tiefdruckgebietes, das die Fahrt wesentlich beeinflußte. Es zeigte sich bei dieser Fahrt in der zeitlichen Änderung der Störungszahlen kein Parallelismus in den Beobachtungen im Ballon und auf dem Lande.

Speziell die Beobachtungen in Halle scheinen durch starke lokale Einflüsse, wie Landregen usw., wesentlich modifiziert worden zu sein. Bei der Ballonstation andererseits scheinen Schichtungen in der Atmosphäre wesentlichen Einfluß gehabt zu haben. Inmitten einer Wolkenschicht erreichten die Störungszahlen z. B. ein Maximum und nahezu

proportional dem Abfall der Temperatur und Feuchtigkeit gingen sie beim Heraustreten des Ballons aus den Wolken zurück.

Die Verfasser folgern aus ihren Versuchen:

„Durch gleichzeitige Beobachtungen in Freiballon und Landstation wird eine Übereinstimmung des täglichen Ganges der elektrischen Empfangsstörungen an beiden Orten, wie er sich in der doppelten Periode ausprägt, festgestellt. Diese steht im engsten Zusammenhang mit dem Stand der Sonne.

Die einzelnen Störungsgeräusche werden bei größeren Entfernungen zwischen beiden Stationen nicht zeitlich übereinstimmend gefunden.

Verschiedenheiten in den Störungszahlen auf den beiden Beobachtungsstationen lassen sich auf lokale meteorologische Einflüsse zurückführen.

Die Häufigkeit der Störungen ändert sich mit dem Wechsel der vom Ballon durchfahrenen Luftschicht.

Eine derartige Übereinstimmung des Ganges der luftelektrischen Empfangsstörungen mit den gleichzeitigen Änderungen der nach der Zerstreuungsmethode gemessenen luftelektrischen Leitfähigkeit der Kondensationskernzahl läßt sich aus den Beobachtungen nicht entnehmen.“

Weiter sind die Störungen von Eccles untersucht worden. Er fand, daß ihre Zahl und Intensität in ähnlicher Weise während der Zeit des Sonnenaufgangs bzw. -untergangs schwankt, wie es von den drahtlos übermittelten Zeichen berichtet worden ist. Eccles berichtet darüber folgendes: „Wenn man etwa eine Viertelstunde vor Sonnenuntergang an einem günstigen Nachmittage im Spätherbst oder Winter zu horchen beginnt, so sind die im Telephon gehörten Störungen wenig zahlreich und schwach, wie sie den ganzen Tag über gewesen sind; 5 Minuten nach Sonnenuntergang tritt dann eine Veränderung ein: die Störungen werden erheblich seltener und schwächer, bis 10 Minuten nach Sonnenuntergang eine plötzliche deutliche Beruhigung einsetzt und etwa 1 Minute anhält. In dieser Periode herrscht häufig vollständige, eindrucksvolle Stille. Dann fangen die Störungen an wiederzukommen; sie nehmen rasch an Zahl und Stärke zu und gehen im Verlaufe weniger Minuten in den stetigen Strom starker Störungen über, wie er der Nacht eigentümlich ist.“

Ferner findet Eccles, daß während der erwähnten Sonnenfinsternis die Stärke der Störungen in ähnlicher Weise schwankte wie die Stärke der von Clifden ankommenden elektrischen Wellen.

Nach den erwähnten Untersuchungen haben die Irrgänger zwei voneinander sehr verschiedene Ursachen. Sie werden entweder durch ferne Blitzschläge hervorgerufen und unterliegen dann auch all den Änderungen, die bei gewöhnlicher, drahtloser Übertragung eintreten, sind also in der Nacht lauter als am Tage und zeigen in ihrer Stärke auch in der Dämmerung die typischen Schwankungen. Sie sind naturgemäß besonders zahlreich, wenn auf Grund der Hoch- und Tiefdruckverteilung Gewittertendenz vorhanden ist. Ein Teil dieser Gruppe der Irrgänger wird wahrscheinlich durch Gewitter hervorgerufen werden, die in den Tropen in der Entladung begriffen sind.

Die zweite Gruppe der Irrgänger läßt sich auf Schwankungen des Potentialgefälles in unmittelbarer Nähe der Empfangsstation zurückführen. Durch gleichzeitige Registrierung des Potentialgefälles und der Irrgänger ist dieses einwandfrei nachgewiesen worden.

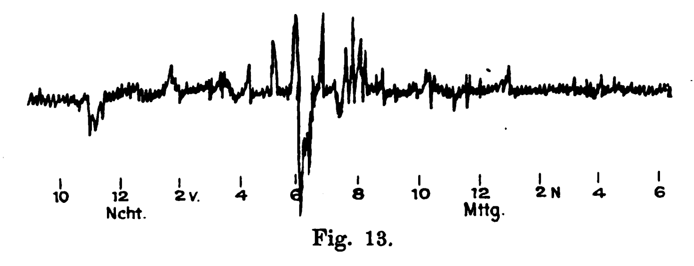


Fig. 13.

Es ist nicht leicht, die Stärke, die Eigenart und die Zahl der Irrgänger durch quantitative Messungen zu bestimmen. Fig. 13 zeigt eine Registrierung des Antennenstromes mit Hilfe eines registrierenden Galvanometers, die von M. Dieckmann aufgenommen worden ist. Dazu gehört aber eine ziemlich komplizierte Apparatur, die nur in wenigen, gut eingerichteten Laboratorien vorhanden ist. Diese Methode kommt also nicht dort in Betracht, wo etwa eine sehr große Anzahl von Beobachtungsstationen gleichzeitige Messungen ausführen snll.

Die Stärke der Störungen könnte man unter Berücksichtigung der in Kapitel II gemachten Einschränkungen nach der Parallelohmmethode bestimmen. Allerdings sind die einzelnen Geräusche so sehr in ihrer Stärke verschieden, daß man auch damit nicht viel erreichen wird. Man kann höchstens für die stärksten Signale angeben, bei welchem Parallelwiderstand sie zum Verschwinden gebracht werden.

Die Kommission für Radiotelegraphie der British Association, deren Tätigkeit wir unten zu erwähnen haben, hat folgende Methode vorgeschlagen:

„Eine auf Papier gezogene Linie wird so eingeteilt, daß sie die Zeit darstellt — z. B. 10, 20, 30 ... Sekunden; in die Nähe der geteilten Linie legt man eine Taschenuhr mit einem Sekundenzeiger, und der Beobachter, der die Telephone trägt und auf die Uhr sieht, bewegt seinen Schreibstift so auf der geteilten Linie entlang, daß die Spitze des Stiftes in dem Augenblick durch den Teilstrich 10 oder 20 oder 30 hindurchgeht, wo der Sekundenzeiger auf seinem Zifferblatt durch dieselbe Zahl hindurchgeht. So oft der Beobachter eine Störung hört, zeichnet er über der Linie eine Marke ein, welche die Störung darstellt, und verzeichnet somit den Augenblick ihres Eintreffens. Ein Knacken wird durch einen Auf- und Niederstrich dargestellt, der nahezu senkrecht zur Linie steht; ein Knarren durch eine unregelmäßige Marke oberhalb der Linie, und zwar so, daß sie von der Linie ausgeht und auf ihr endet und eine Fläche einschließt. Ein Summen oder Pfeifen kann durch eine niedrige, gewellte Marke dicht über der geteilten Linie markiert werden. Eine sehr starke Störung mag etwa einen halben Zoll (etwa 12,5 mm) hoch versinnbildlicht werden und eine sehr schwache etwa $^1/_{12}$ Zoll (etwa 1,5 mm) oder weniger, usf.“

VIII. Die Erklärungen für den Unterschied bei Tag und Nacht.

Für den in Abschnitt IV beschriebenen Unterschied in der Empfangsstärke bei Tag und Nacht sind von vielen Seiten Erklärungen versucht worden.

Während Marconi nach den Ergebnissen seiner ersten Versuche annahm, daß die Einwirkung der Sonnenstrahlen durch das Auftreten eines photoelektrischen Effektes an der Sendeantenne selbst zu erklären sei, der die Aufladung der Antenne zum Teil unmöglich mache, hat sich in der Folgezeit ergeben, daß diese Annahme unrichtig ist; die Einwirkung der Sonnenstrahlen auf die elektromagnetischen Wellen geht vielmehr in dem Raum, der zwischen den Stationen liegt, vor sich.

Dabei sind noch zwei grundverschiedene Auffassungen möglich. Entweder man nimmt an, der Empfang am Tage ist normal und die großen Reichweiten in der Nacht werden durch besondere Erscheinungen wie Reflexionen u. dgl. hervorgerufen, oder man betrachtet die Empfangsintensität in der Nacht als normal und denkt sich die geringeren Empfangsintensitäten am Tage dadurch hervorgerufen, daß unter dem Einfluß der Sonne Absorptionserscheinungen auftreten.

Die zweite Auffassung haben anfänglich Kiebitz und Fleming vertreten.

Kiebitz schreibt: „Die Dichte und damit auch der Brechungsexponent für elektrische Wellen nimmt mit der Höhe über dem Erdboden ab. Infolgedessen ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in hohen Schichten etwas größer als in tiefen, und ein geradlinig polarisierter Wellenzug, der parallel zur Erdoberfläche fortschreitet, muß nach der Erde hin gebrochen werden."

Eine Durchrechnung dieser Verhältnisse liefert ihm folgendes Ergebnis: „Die Dichte der Atmosphäre müßte sich also für 1 km Entfernung über dem Erdboden im Verhältnis 29 : 13 verringern, wenn sie eine so starke Brechung der elektrischen Wellen verursachen sollte, daß sie unabhängig von den Eigenschaften der Erdoberfläche der Erdkrümmung folgen können. In Wirklichkeit nimmt die Dichte in diesem Bereich nur im Verhältnis 76 : 67 oder 29 : 26 ab. Die Prismenwirkung der Atmosphäre kann also die Strahlung nicht hindern, in hohe Schichten zu gelangen; immerhin ist sie stark genug, um das Telegraphieren über Entfernungen, bei denen die Erdkrümmung eine Rolle spielt, erheblich zu begünstigen.

Ist ferner die Atmosphäre nicht homogen geschichtet, sondern findet infolge von Sonnenstrahlung usw. ungleichmäßige Erwärmung statt, so können Brechungserscheinungen auftreten, die analog wirken, wie die Schlieren bei den optischen Wellen. Derartige Schlierenbildungen großen Maßstabes im Strahlengange (Böen, Niederschläge) werden daher die Reichweiten herabsetzen; da sie bei Sonnenlicht und über Land naturgemäß am stärksten auftreten müssen, so erklärt sich die bekannte Tatsache, daß am Tage geringere Entfernungen überbrückt werden als bei Nacht, und über Land geringere als über Wasser."

Eine etwas andere Auffassung hat Fleming; aber auch bei ihm sind die Nachtresultate die normalen, die am Tage durch die Sonne beeinflußt werden. Von der Sonne werden am Tage die oberen Schichten der Atmosphäre ionisiert, und an den gebildeten Ionen kondensieren sich Wassertropfen. Die Gesamtheit der so in großer Höhe gebildeten Wassertropfen bildet dann eine Schicht, die eine größere Dielektrizitätskonstante besitzt als die unteren, nicht ionisierten Schichten. Eine elektrische Welle wird sich daher in den oberen Schichten langsamer fortpflanzen. Das hat zur Folge, daß die Welle von unten unter flachem Winkel die oberen Schichten erreichend, in ihrer Richtung nach aufwärts gebogen wird. Da infolge

der Erdkrümmung die Wellen unter der Annahme geradliniger Ausbreitung immer an diese obere Schicht gelangen werden, so wird bei größerer Entfernung ein großer Teil der Wellen nach oben weggebogen und gelangt nicht zur Empfangsstation. Die Empfangsenergie wird daher am Tage geringer sein als in der Nacht, wo eine Ionisation und darauffolgende Wassertröpfchenbildung in den oberen Schichten nicht vorhanden ist.

Diese beiden Auffassungen sind entstanden, ehe die Versuche von Reich und Austin erwiesen haben, daß die Tagesergebnisse innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit mit den theoretisch errechneten übereinstimmen. Danach ist es bewiesen, daß der Verkehr am Tage der normale ist und daß die großen Empfangsintensitäten in der Nacht durch Störungen verursacht werden.

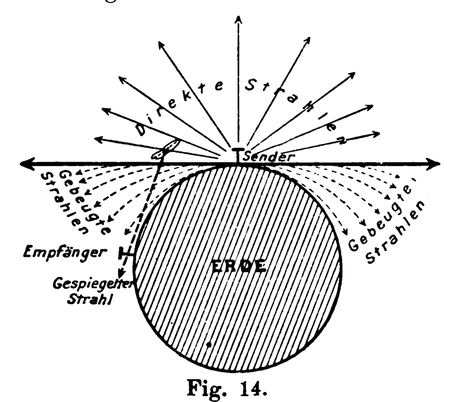


Fig. 14.

Sehr anschaulich vertritt Barkhausen diesen Standpunkt. Er gibt zwar keine Erklärung, worauf im Grunde der Unterschied in den Tag- und Nachtresultaten zurückzuführen ist und hält dies für eine Spezialaufgabe der meteorologischen Forschung; er nimmt aber an, daß aus irgendwelchen Ursachen in der Nacht eine Reflexion an Schichten, die in großer Höhe liegen, eintritt und daß außer dem direkten, durch Beugung zur Empfangsstation gelangenden Strahl nachts ein zweiter an diesen oberen Schichten reflektiert wird.

Barkhausen schreibt darüber folgendes: „Man muß nach den Versuchen annehmen, daß die schwachen Tageswerte der normalen Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen entsprechen, die meist stärkeren, unregelmäßigen Nachtwerte dagegen durch eine außergewöhnliche Ausbreitung hervorgerufen werden. Man kann sich diese etwa durch eine Spiegelung (Fig. 14) in der Atmosphäre hervor-

gerufen denken, wie sie ja auch beim Licht als Fata Morgana bekannt ist. Die Empfangsantenne wird dann von dem direkten durch keine Beugung oder Erdabsorption geschwächten Wellenzug getroffen, der bei großen Entfernungen viel stärker ist als der durch die reguläre Beugung bedingte. Ist z. B. der Beugungsfaktor $B = 0{,}01$ und gehen bei der Spiegelung selbst $90\,^0/_0$ verloren, so hätte doch der gespiegelte Strahl noch die zehnfache Intensität von der des gebeugten. Diese Anschauung, daß die schwachen Tageswerte einer regulären, die Nachtwerte einer irregulären Ausbreitung entsprechen, erklärt ohne weiteres die wesentlich größeren Intensitätsschwankungen des Nachts, indem eine durch Unregelmäßigkeiten in der Atmosphäre bedingte Spiegelung leichter Störungen ausgesetzt sein muß als die stets eintretende Beugung. Auch die Beobachtung, daß nur am Tage die langen Wellen den kurzen in der Reichweite so überlegen sind, wird dadurch leicht verständlich; denn bei der Beugung sind lange Wellen sehr im Vorteil, während man sich bei der Spiegelung eher einen Vorteil von den kurzen Wellen versprechen kann. Warum diese rätselhafte Spiegelung, oder wie man es sonst nennen will, die seit langem von allen Beobachtern festgestellt ist, gerade nachts ziemlich unregelmäßig eintritt, tags aber nicht, ist eine von den vielen Fragen, auf die sich zurzeit noch keine exakte Antwort geben läßt."

Einen Schritt weiter führen die Erklärungsversuche[1]) von Eccles, Erskine-Murray und Kenelly. Eccles gelangte zu folgender Theorie: Nach Heaviside ist in großer Höhe in der Atmosphäre eine dauernd ionisierte Schicht von großer elektrischer Leitfähigkeit am Tage und in der Nacht in gleicher Weise vorhanden. Die darunterliegenden Schichten sind nicht dauernd ionisiert, sondern werden es, wenigstens in den höher gelegenen Teilen, erst bei Sonnenbestrahlung. Da aber in ionisierter Luft die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen größer ist als in nichtionisierter, so wird mit zunehmender Höhe über dem Erdboden die Geschwindigkeit der Wellen zunehmen. Infolgedessen wird eine Wellenfront sich bei ihrem Fortschreiten nach vorn überneigen und sich mehr oder weniger als die Erdoberfläche krümmen.

Der Unterschied zwischen den Tag- und Nachtbeobachtungen ist daraus zu erklären, daß bei Nacht die dauernd ionisierte Heaviside-Schicht wie eine reflektierende Oberfläche wirkt und daß am Tage die reflektierende Wirkung der oberen Schicht infolge der durch die

1) Siehe auch die Ausführungen von Zenneck in seinem Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 2. Aufl. 1913. S. 315f.

Sonnenstrahlung erzeugten Zwischenschicht, die nach der obigen Betrachtung die Wellen nicht bis zur Heaviside-Schicht gelangen läßt, unmöglich gemacht wird. Durch die reflektierende Wirkung der Heaviside-Schicht würden damit in der Nacht bei geeigneter Entfernung und Wellenlänge die außergewöhnlichen Reichweiten erzielt.

Diese Hypothese viele Beobachtungsergebnisse; so z. B. die Tatsache, daß man bei Nacht über bergiges Terrain leichter telegraphiert als am Tage. „Wir haben nur nötig, anzunehmen, daß bei Nacht die Heaviside-Schicht Wellen aller Frequenzen gleich gut reflektiert, daß der Himmel in elektrischem Sinne durch die Strahlung seitens der Sendestation aufgehellt wird und Strahlen in die jenseits der Berge liegenden Täler sendet, wobei die Wirksamkeit der Signalgebung größer ist, wenn die Stationen nicht zu dicht unter den Hügeln liegen. Bei Tage verschleiert die ionisierende Mittelschicht der Atmosphäre die reflektierende Schicht und bricht die Wellen in gewissem Grade über die Berge hinweg."

Das Bestehen einer reflektierenden Schicht in größter Höhe scheint danach in allereinfachster Weise die Unterschiede im Empfang zwischen Tag und Nacht zu erklären. Auch von Erskine-Murray wird dieser Standpunkt vertreten. Seine Schlußfolgerung ist etwa die folgende: Die elektrischen Wellen müssen ein isolierendes Medium haben, wenn sie sich fortpflanzen sollen. Innerhalb eines Leiters ist eine drahtlose Telegraphie unmöglich. An der Grenzfläche eines Leiters und eines Isolators werden die elektrischen Wellen der Oberfläche des Leiters folgen. Das ist der Fall an der Grenzfläche zwischen Erdboden und Luft. In großer Höhe ist infolge der großen Luftverdünnung und der dauernden Ionisation eine zweite leitende Schicht vorhanden, und die Wellen laufen nun in der Nacht zwischen diesen beiden leitenden Schichten und werden zum Teil an der oberen Schicht reflektiert. Am Tage treten dagegen neue Versuchsbedingungen durch die Wirkungen der Sonnenstrahlen auf. „Es scheint daher, daß in der Nacht die untere Fläche der (oberen) leitenden Schicht scharf begrenzt ist und daher als guter Reflektor wirkt, während am Tage der Übergang von der oberen, leitenden zur unteren, nichtleitenden Schicht nicht scharf ist und die Grenzfläche einen verschwommenen Charakter bekommt und keine vollkommene Reflexion mehr herbeiführen kann." Diese Anschauung, die ein wenig von der Theorie von Eccles abweicht, stützt sich auch auf Ausführungen von Kenelly, die im wesentlichen in den folgenden Sätzen enthalten sind: „Es ist von Dr. J. J. Thomson gezeigt, daß verdünnte Luft im Laboratorium bei einem Druck von 0,01 mm

Quecksilbersäule in einem Glasgefäß mit metallischen Elektroden den elektrischen Strom ebensogut leitet wie verdünnte Schwefelsäure. Man kann erwarten, daß in einer Höhe von 70 km über dem Meeresspiegel und bei der gleichmäßigen Temperatur von -60^{0} C die Luft eine solche Dichte besitzt. Wenn diese verdünnte Luft die Elektrizität bei den geringen elektrischen Intensitäten der drahtlosen Telegraphie ebensogut leitet, wie sie es in Vakuumgefäßen bei den im Laboratorium verwendeten großen Intensitäten tut: dann sollten wir erwarten, daß, ob die Sonne scheint oder nicht, in dieser Luft eine Leitfähigkeit von derselben Größe vorhanden ist wie im Ozeanwasser. Wenn solch eine leitende Schicht plötzlich in einer bestimmten Höhe beginnt, so daß eine exakt definierte Oberfläche die leitende von der nichtleitenden Luft trennt, dann sollten wir erwarten, daß diese Oberfläche dieselbe Wirkung wie eine umgekehrte Meeresoberfläche haben müßte. Elektromagnetische Wellen würden, wenn sie diese Oberfläche von unten her erreichen, nicht wesentlich in sie eindringen, sondern würden längs entlang gleiten, geradeso wie sie längs des Salzwassermeeres unten entlang gleiten, und die Wellen würden sich über die Oberfläche der Erde nur in zwei Dimensionen ausbreiten. — Dieses würde in hohem Maße der Verminderung der Amplitude entgegenarbeiten, die bei der dreidimensionalen Ausbreitung natürlich wäre, und die Stärke der Signale bei großen Entfernungen vergrößern. Man hat angenommen, daß einige der ungewöhnlich großen Entfernungen, die gelegentlich in der Nacht erreicht wurden, ihren Grund in einer solchen reflektierenden Schicht haben. Wenn andererseits die leitende Schicht nicht scharf begrenzt ist und die Leitfähigkeit langsam zu einem Maximum wächst, wenn man von unten nach oben geht, so kann man eine Zerstreuung und nur wenig oder keine Reflexion erwarten, so daß Signale bei großen Entfernungen geschwächt, anstatt wie bei Anwesenheit der leitenden Schicht verstärkt werden."

IX. Die Erklärungen für die Dämmerungsschwankungen.

Die in Abschnitt V erwähnten Schwankungen der Empfangsintensität in der Dämmerung müssen sich auf Grund der in Abschnitt VIII enthaltenen Theorien gleichfalls erklären lassen; denn daß sie mit dem Aufgang und Untergang der Sonne zusammenhängen, geht daraus hervor, daß die Schwankungen genau in der Zeit zwischen dem Sonnenaufgang (Sonnenuntergang) auf der einen und dem Sonnenaufgang (Sonnenuntergang) auf der anderen Station zu beobachten sind. Sie müssen daher auch mit den Erscheinungen in engstem Zu-

sammenhang stehen, für die im vorigen Kapitel Erklärungen gegeben worden sind.

Eccles nimmt an, daß bei Sonnenuntergang oder -aufgang durch Wiedervereinigung oder Bildung von Ionen starke Störungen in der Atmosphäre auftreten, die zum Teil Flecken oder Bänke ionisierter Luft und damit unregelmäßige Zerstreuung infolge Brechung usw. entstehen lassen. Die von Marconi erhaltenen Kurven (siehe Fig. 3) erklärt Eccles folgendermaßen:

„Erstens biegt während des Tages die Brechung in der ionisierten Mittelschicht der Atmosphäre einige der von Cape Breton kommenden Strahlen direkt nach Clifden, vielleicht unter Absorption; zweitens wird nach Sonnenuntergang in Clifden, aber vor Sonnenuntergang in Cape Breton die von letzterem Punkte ausgehende Strahlung längs einer gekrümmten Bahn in dem Teile der mittleren Atmosphäre gebrochen, der noch beleuchtet ist, sie durchdringt dann den Dämmerungsgürtel und wird weiterhin auf ihrem Wege um die Erdkrümmung durch die Heaviside-Schicht unterstützt; drittens bezeichnet die Dämmerung, während sie nach Westen fortschreitet, die Vernichtung einer brechenden Struktur, in welcher die Fortpflanzung eine gute ist, und die Struktur, in welcher die Fortpflanzung gleichfalls besser ist als in dem Gürtel selbst. Es wird daher eine Lage des Gürtels geben, die ein Minimum der Signalstärke bewirken wird, und diese wird tatsächlich erreicht, wenn der Gürtel nicht sehr weit unterhalb des Horizontes der Empfangsstation liegt. Viertens und letztens scheint es, daß der Dämmerungsgürtel, wenn er über oder hinter der Sendestation durchgegangen ist, die Signale in willkürlicher, unregelmäßiger Weise durch einen Reflexionsvorgang oder, weniger wahrscheinlich, durch irgendeine linsenartige Wirkung verstärken kann.“

Ferner schreibt er: „Zunächst liegt es auf der Hand, daß, wenn wir die Flächen gleicher Ionisierung in einer ruhigen Atmosphäre rings um den Erdball zeichnen, diese Flächen an solchen Orten der Erde am nächsten sein werden, für welche die Sonne im Meridian steht, und daß sie an solchen Orten, an denen die Sonne gerade auf- oder untergeht, einigermaßen steil von der Erde fort ansteigen werden. Die Gebiete, in denen der Übergang vom Tagesniveau zum Nachtniveau erfolgt, bilden ein großes, kreisförmiges Band rings um den Erdball, das gegen die Meridiane um einen von der Jahreszeit abhängigen Winkel geneigt ist. Dieses Gebiet der Atmosphäre wird sich, da es sich beständig mit der Sonne bewegt, in einem Zustande starker elektrischer Störung befinden. Eine Bildung von

Ionen geht in der einen Hälfte des großen Kreises wirksam vor sich und eine Wiedervereinigung in der anderen Hälfte, und diese Vorgänge erfolgen zweifellos, selbst in einer ruhigen Atmosphäre, einigermaßen unregelmäßig mit dem Ergebnis, daß Flecken und Bänke ionisierter Luft analog den Nebelbänken, denen man auf See begegnet, vorübergehend dieses Band in der mittleren Atmosphäre bilden werden. Die Wirkung solcher Flecken verschieden stark ionisierter Luft auf elektrische Wellen, die sich durch das Gebiet fortpflanzen, ist, angesichts des zwischen der Geschwindigkeit der Wellen und der Konzentration der Ionen bestehenden Zusammenhanges, eine erschwerende.

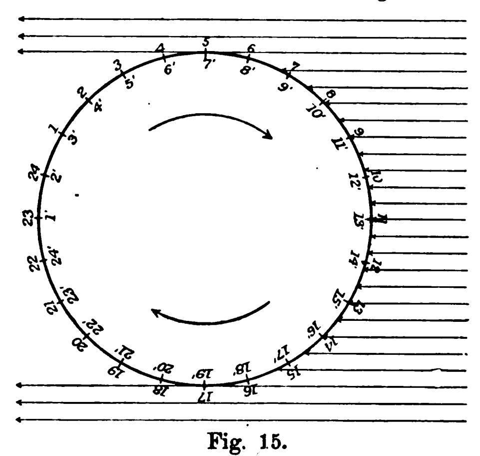


Fig. 15.

Die Zerstreuung durch wiederholte Brechung wird dahin wirken, das Gebiet für Wellen, durch deren Richtung es hindurchführt, undurchdringlich zu machen. Wir dürfen daher erwarten, daß die Regelmäßigkeit der Fortpflanzung durch die stetig ionisierten horizontalen Schichten, die bei Tage herrscht, durch die Übergangsbänke und -flecken, die bei Dämmerung auftreten, stark gestört werden wird, und daß als letzte Folge hiervon die in den Empfangsapparaten gehörten Töne sehr geschwächt werden."

Ausführlich geht auch Kenelly auf die Dämmerungsschwankungen ein. Er nimmt an, daß die in der Nacht unbeschienene Luft, sobald sie am Morgen von den Sonnenstrahlen getroffen wird, sich sofort ionisiert und daß daher an der Grenzfläche zwischen in Nacht getauchter und unbeschienener Luft eine scharfe Trennung von nichtleitender und leitender Luft vorhanden ist. Diese Grenzschicht muß in hohem Maße reflektierende Eigenschaften besitzen. Denkt man sich

einen Schnitt durch den Äquator der Erde gelegt, und zwar so, daß der Südpol nach vorn zu liegt (siehe Fig. 15), so kann man sich nach Kenelly die Schwankungen folgendermaßen erklären:

„1. Wenn beide Stationen ganz im Schatten sind, wie 20, 20′; 21, 21′; 22, 22′; 23, 23′; 0,0′; 1, 1′; 2, 2′; 3, 3′; 4, 4′; so werden bei Abwesenheit von Gewittern und meteorologischen Störungen die ausgetauschten Signale normal empfangen werden.

2. Wenn kurz vor der Morgendämmerung auf der östlichen Station der Schattenwall hinter diese Station kommt, so wird er für diese Station wie ein teilweiser Reflektor wirken und die Zeichen verstärken.

3. Wenn der Schattenwall bis zu einem Punkt zwischen den beiden Stationen vordringt, wie bei 6 und 6′, so wird er wie ein teilweises Hindernis wirken und die Zeichen schwächen.

4. Wenn der Wall einen Punkt erreicht, der etwas hinter der westlichen Station liegt, wie bei 7, 7′, so wird er wie ein zeitweiliger Reflektor für die letztere wirken und zeitweilig die Signale verstärken.

5. Wenn beide Stationen im vollen Sonnenlichte sind, so sind ihre Zeichen der Tageslichtverminderung unterworfen, wie sie durch diffuse Leitung in höheren Luftschichten herbeigeführt wird.

6. Wenn der Sonnenuntergangswall hinter die östliche Station gelangt, wie bei 17, 17′, so wird er für die letztere wie ein zeitweiliger Reflektor wirken und die Signale verstärken.

7. Wenn der Sonnenuntergangswall bis zwischen die Stationen kommt, so wird er wie ein Hindernis wirken, die Wellen zurückwerfen und die Zeichen merkbar schwächen.

8. Wenn der Sonnenuntergangswall hinter die westliche Station kommt, so wird wieder ein zeitweises Stärkerwerden der Signale durch Reflexion eintreten. Danach greifen wieder die Bedingungen Platz, wie sie bei dauerndem Schatten oder in der Nacht herrschen.“

X. Die bei der Sonnenfinsternis vom 21. August 1914 beabsichtigten Versuche.

Zur Untersuchung aller hier beschriebenen Erscheinungen hatten sich im Anfang des Jahres 1914 zwei Kommissionen gebildet, die sich die Aufgabe stellten, die Erforschung in größtem Maßstabe durchzuführen. Das konnte natürlich nicht wie bisher dadurch geschehen, daß einzelne Forscher zwischen einzelnen Stationen Versuche machten. Die Bewältigung des Problems war nicht mehr im einzelnen drahtlos-elektrischen Laboratorium zu erreichen; es war ein selbständiges und wichtiges Kapitel der Geophysik und der Meteoro-



logie geworden. Und wie man in der Meteorologie keine nennenswerten Ergebnisse finden wird, wenn man nur auf einer einzigen Station das Wetter beobachtet, wie vielmehr nur dann ein Erfolg erzielt werden kann, wenn auf einer großen Anzahl von über ein großes Gebiet verteilten Stationen zu gleicher Zeit Beobachtungen gemacht werden, so mußten sich auch zur weiteren Durchforschung des hier behandelten Problems viele Forscher zusammentun und nach einem einheitlichen Schema und einheitlichen Gesichtspunkten arbeiten.

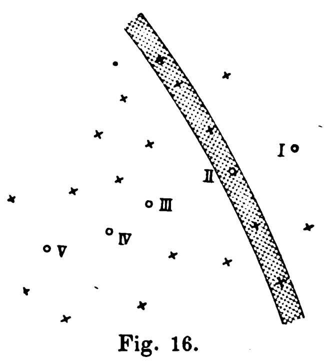


Fig. 16.

Die beiden erwähnten Kommissionen, deren Veröffentlichungen in diesem Jahrbuch ausführlich mitgeteilt worden sind, waren:

1. La Commission Internationale de Télégraphie Sans Fil Scientifique.
2. Ein Sonderausschuß der British Association.

Während sich der englische Ausschuß in erster Linie das Studium der Irrgänger zum Ziele setzte, legte die Internationale Kommission besonderen Wert auf die Erforschung der Unregelmäßigkeiten beim praktischen drahtlosen Verkehr und hatte bereits im Jahre 1913 und 1914 Untersuchungen über die Konstanzhaltung der Energie der als Sendestation ausersehenen Brüsseler Station begonnen.

Beide Ausschüsse beabsichtigten, die Sonnenfinsternis zu einem ersten Versuch größten Maßstabes zu benutzen und hatten Aufrufe erlassen, in denen ein ausführliches Programm aufgestellt war. So hatte die Internationale Kommission sich die Mitwirkung einer Anzahl von Sendestationen gesichert, die (siehe Fig. 16) zum Teil im Kernschatten, zum Teil auf beiden Seiten des Kernschattens gelegen waren, und zwar wollten sich die Stationen

I.	Petersburg	5000 m
II.	Bobruisk	2500 m
III.	Nauen	9400 m
IV.	Norddeich	1650 m
V.	Paris	2200 m

mit den angegebenen Wellenlängen beteiligen. Als Empfangsmethode wurde der Kontaktdetektor in Verbindung mit einem Spiegelgalvanometer kurzer Schwingungsdauer empfohlen.

Die Ergebnisse der Beobachtungen sollten in jedem Lande gesammelt und dann von einer internationalen Kommission bearbeitet werden. Im Laufe des Juli 1914 wurden bereits umfangreiche Vorversuche gemacht, so daß die beteiligten Empfangsstationen Erfahrungen in den Messungen sammeln konnten.

Der Beginn des Krieges machte jedoch diesen großzügig angelegten Versuchen ein schnelles Ende.

XI. Literaturzusammenstellung.[1])

Klages, A. und **Demmler, O.**, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 212, 1914. Lautstärkemessungen nach der Parallelohmmethode und ihre quantitative Brauchbarkeit.

Marchand, E. W., The yearbook of wireless telegraphy and telephony 514, 1914. The measurement of the strength of wireless signals.

Dieckmann, M. und **Eppen, F.**, Ztschr. f. Flugtechnik u. Motoluftschifffahrt Heft 2, 1914. Substitutionsmethode für den quantitativen Empfang drahtlostelegraphischer Signale.

Eccles, W. H., Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 334, 1914.

Edelmann, M., Mitteilung Nr. 6 aus dem Physikalisch-mechanischen Institut von Edelmann & Sohn, München.

Wulf, Th., Physik. Ztschr. 15, 611, 1914. Über einige Anwendungen des Einfadenelektrometers in der drahtlosen Telegraphie.

Reich, M., Physik. Ztschr. 15, 934, 1913. Quantitative Messungen der durch elektrische Wellen übertragenen Energie.

Austin, L. W., Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 5, 75, 1911 und Elektrot. Ztschr. 566, 1913. Über einige Versuche mit Radiotelegraphie auf große Entfernungen.

— Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 575, 1914. Quantitative Versuche bei radiotelegraphischer Übertragung.

Lutze, G., Physik. Ztschr. 14, 288, 1913. Funkentelegraphische Empfangsversuche im Freiballon.

— Verh. D. Phys. Ges. 15, 1107, 1914; Physik. Ztschr. 14, 1151, 1913; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 367, 1914. Die Aus-

1) Die Arbeiten sind in der Reihenfolge angeführt, wie sie im Text erwähnt sind.

breitung der elektromagnetischen Wellen der drahtlosen Telegraphie längs der Erdoberfläche, nach Beobachtungen bei Freiballonfahrten.

Marconi, G., Electrician **67**, 532, 1911; Electrical World **59**, **887**, **1912**; Elektrot. Ztschr. 322, 1912.

Schwartzhaupt, P., Elektrot. Ztschr. 1313, 1911. Sonnenlicht, Gebirge und Wellentelegraphie.

Mosler, H., Elektrot. Ztschr. Heft 44, 1912. Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie.

— Elektrot. Ztschr. 996, 1913. Intensitätsmessungen radiotelegraphischer Zeichen zu verschiedenen Jahres- und Tageszeiten.

Pierce, G. W., Principles of Wireless Telegraphy. New York 1910, p. 135.

Dolbear, B. L. und **Proctor, J. A.,** Electrical World. New York. **58**, Nr. 6, 5. Aug. 1911, p. 321. The Effect of Sunlight on the Transmission of Wireless Signals.

Kiebitz, F., Physik. Ztschr. **13**, 885, 1912; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **6**, 151, 1912. Funkentelegraphische Beobachtungen während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912.

Fleming, J. A., The Electrician, 10. Mai 1912. Wirkung der Sonnenfinsternis auf radiotelegraphische Zeichen.

Turpain, A., Compt. **154**, 1457. 1912; La Nature Nr. 2036, 11, 1912; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **6**, 158, 1912. Einfluß der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912 auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen.

Telefunkenzeitung Nr. 6, 89, 1912. Die Sonnenfinsternis am Mittwoch den 17. April 1912.

Take, E. und **Vos, M.,** Verh. D. Ges. Phys. **14**, 837, 1912. Messung der während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912 von Paris ausgesandten Hertzschen Wellen zu Marburg i. H. und zu Graz.

Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **5**, 532, 1911. Einwirkung des Polarlichtes auf die drahtlose Übermittlung.

Taylor, A. H., Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **7**, 208, 1913.

Curtis, Electrician **70**, 1104, 1912; Elektrot. Ztschr. 475, 1913. Einfluß des Mondes auf die Funkentelegraphie.

Jackson, Proc. Roy. Soc. London **70**, 254, 1902.

Taylor, A. H., Wireless World, Dez. 1913, p. 549. Wireless and Weather.

Schmidt, K. E. F., Physik. Ztschr. 8, 133, 1907. Störungen in einem geerdeten Empfangssystem für drahtlose Telegraphie mit doppelter täglicher Periode.

Esau, A., Physik. Ztschr. **12**, 798, 1911. Über den Einfluß der Atmosphäre auf die Dämpfung funkentelegraphischer Sender und Empfänger.

Mosler, H., Elektrot. Ztschr. Heft 44, 1912; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie **7**, 215, 1913. Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie.

Esau, A., Physik. Ztschr. 721, 1912. Über den Einfluß der Atmosphäre auf funkentelegraphische Sender und Empfänger.

Dieckmann, M., Luftfahrt und Wissenschaft, Heft 2. Berlin 1912. Springer. Experimentelle Untersuchungen aus dem Grenzgebiet zwischen drahtloser Telegraphie u. Luftelektrizität. I.

Eccles, W. H. und **Airey,** Proc. of the Roy. Soc. **85** (A), 145, 1911.

Mosler, H., Elektrot. Ztschr. Heft 44, 1912; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 7, 215, 1913. Atmosphärische Störungen in der drahtlosen Telegraphie.

Wigand, A., und **Lutze, G.,** Abhandl. d. Naturforsch. Ges. zu Halle a. S. Neue Folge, Nr. 2, 1913. Physikalische Untersuchungen im Freiballon.

Eccles, W. H., Physik. Ztschr. 13, 1163, 1912; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 7, 185, 1913. Über gewisse, die Fortpflanzung elektrischer Wellen über die Oberfläche des Erdballs begleitende Erscheinungen.

Kiebitz, F., Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 7, 154, 1913. Über die Brechung elektrischer Wellen in der Atmosphäre.

Fleming, J. A., Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 339, 1914. Wissenschaftliche Begründung und ungelöste Probleme der drahtlosen Telegraphie. (Vortrag, gehalten auf der Versammlung der British Association for the advancement of science zu Dundee, 4.—11. Sept. 1912.)

Barkhausen, H., Elektrot. Ztschr. Heft 6, 1914; Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 602, 1914. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der drahtlosen Telegraphie.

Eccles, W. H., Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 253, 1914. Über die täglichen Veränderungen der in der Natur auftretenden elektrischen Wellen und über die Fortpflanzung elektrischer Wellen um die Krümmung der Erde.

Erskine-Murray, J., Year-book of Wireless Telegraphy and Telephony, 504, 1914. The Function of the Atmosphere in Transmission.

Kenelly, A. E., The Proceedings of the Institute of Radio-Engineers 1, Part 3, Juli 1913. The Daylight Effect in Radiotelegraphy.

Schmidt, K. und **Wien, M.,** Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 420, 1914. Internationale Versuche über die Ausbreitung Hertzscher elektrischer Wellen.

British Association for the Advancement of Science. Committee for Radiotelegraphy Investigation. Aufruf zur Beteiligung an der Spezialuntersuchung über den Einfluß der totalen Sonnenfinsternis am 21. August 1914 auf die Ausbreitung der elektrischen Wellen.

Bulletin de la Commission Internationale de Telegraphie Sans Fil Scientifique T. S. F. S. Heft 1. Hayez. Brüssel 1914. Auszug im Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 551, 1914.

Eccles, W. H., Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 289, 1914. Die Tätigkeit der Kommission für Radiotelegraphie der British Association.

Wien, M., Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 545, 1914; Physik. Ztschr. 15, 764, 1914. Programm der radiotelegraphischen Ausbreitungsversuche der Sonnenfinsternis am 21. August 1914.

Zur Sonnenfinsternis 21. August 1914. Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie 8, 550, 1914.

(Eingesandt 1. Januar 1916.)

Adresse des Autors: Dr. Paul Ludewig, Freiberg i. S., Albertstr. 22.



Der Mechanismus der Strahlung und Fortpflanzung bei der drahtlosen Übertragung.

Von **Fritz Löwenstein.**[1])

Die durch Radiofrequenzströme (Hochfrequenzströme) zu übermittelnde Energie ist auf der Senderstation abwechselnd in Gestalt elektrischer und magnetischer Energie vorhanden. Die elektrische Energie ist in jenem Teile des Feldes konzentriert, welcher den Senderluftleiter unmittelbar umgibt.

Von dem Luftleiter gehen ebenso viele Kraftlinien senkrecht nach oben aus wie nach unten, wie dies in Fig. 1 veranschaulicht wird.

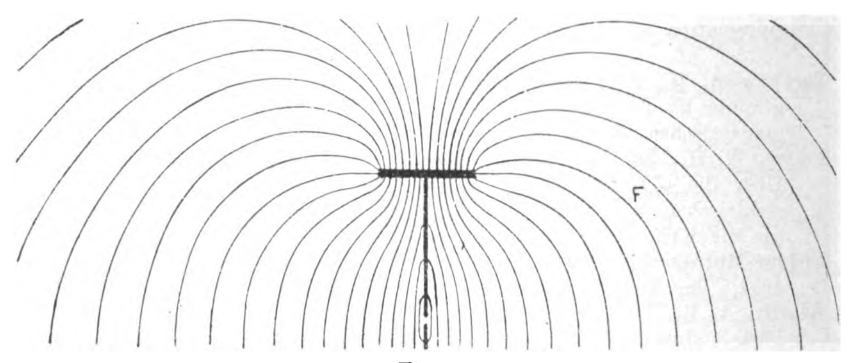


Fig. 1.

Das ist deshalb der Fall, weil in einem elektrischen Felde, dessen beide Endflächen sehr verschieden an Größe sind, die elektrische Energie in der Nähe der kleineren Endfläche (im vorliegenden Falle des Luftleiters) konzentriert ist, und die Verteilung der elektrischen Kraftlinien in der Nähe der kleineren Endfläche von der Lage der größeren Endfläche unabhängig ist.

Um ein klares Verständnis der Verteilung der elektrischen Energie in einem Felde zu ermöglichen, das von zwei Endflächen von sehr verschiedener Größe begrenzt wird, habe ich in Fig. 2 das Feld zwischen zwei konzentrischen Kugeln dargestellt, deren Halbmesser zueinander im Verhältnis 1 : 10 stehen, sowie ferner für ein Verhältnis 1 : 20.

Die elektrischen Intensitäten werden durch die Darstellung in der linken Hälfte der Figur wiedergegeben. Hier stellt E die elektrische

1) Dem Institute of Radio Engineers, New York, vorgelegt am 1. Dezember 1915.

Energie als Funktion der Entfernung r vom Mittelpunkte dar. Rechts in Fig. 2 stellt D die lineare Energiedichte

$$D = \frac{1}{8\pi} E^2 \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{2} E^2 r^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{r^2}$$

dar.

Die senkrecht gestrichelte Fläche gibt somit die Gesamtenergie im Felde wieder, während die schräg gestrichelte Fortsetzung dieser Fläche nach außen hin die Energie angibt, welche dem Felde noch hinzugefügt werden würde, wenn man den Halbmesser der äußeren

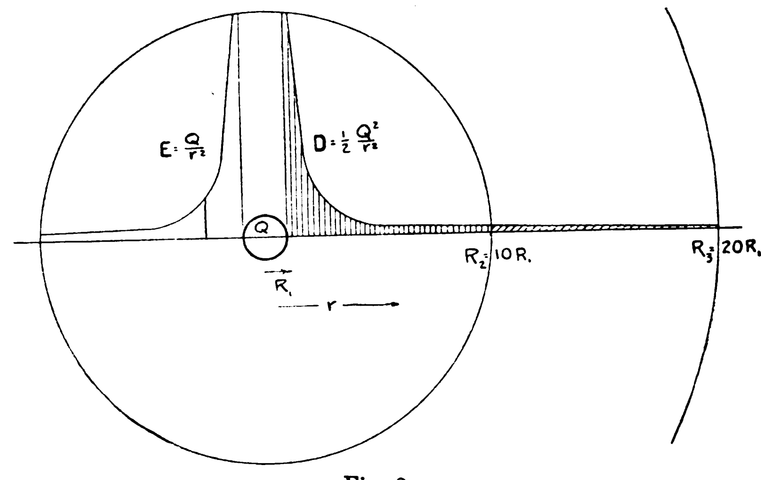


Fig. 2.

Randfläche auf den Wert $R_3 = 20 R_1$ erhöhen würde. Es ist leicht ersichtlich, daß die Änderung der Lage der größeren Endfläche nur eine sehr geringe Änderung der Gesamtenergie und somit praktisch keine Änderung in der Verteilung der von der kleineren Fläche ausgehenden Feldlinien bedingt.

Eine derartige Vergleichung wird noch viel schlagender, wenn die kleinere Endfläche aus Leitern mit einem Halbmesser von wenigen Millimetern besteht und der Abstand zwischen ihnen und dem Erdboden von der Größenordnung von 100 m ist.

Wenn man Radiofrequenzen benutzt, wird die elektrische Energie in dem Raume dicht um den Luftleiter in dem Empfangsluftleiter eine Wirkung in wesentlich derselben Weise hervorrufen, als wenn die Ladung auf dem Luftleiter eine stationäre ist. In der Fig. 3 möge Q die dem Luftleiter mitgeteilte Elektrizitätsmenge bezeichnen und h

die Höhe der Ladung über dem Erdboden. Die Kraft an einer Einheitsladung im Empfängerpunkte R wird gleich Q/r^2 sein. Das Bild der Ladung Q erzeugt eine gleiche Kraft F'. Die resultierende elektrische Intensität ist daher

$$E = 2\frac{Qh}{r \cdot r^2}.$$

In einem elektrostatischen System zur Nachrichtenübermittelung ist daher die empfangene Intensität proportional dem der Sendestation erteilten elektrischen Moment Qh und nimmt proportional der dritten Potenz der Entfernung ab.

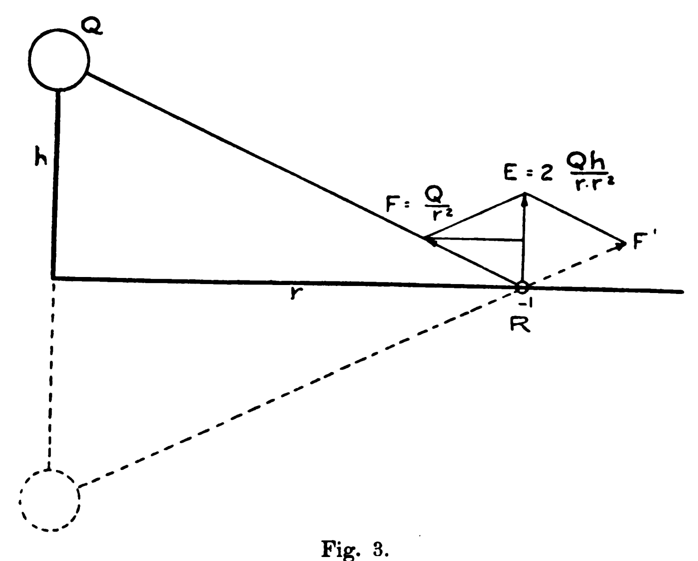


Fig. 3.

Wenn in dem Senderluftleiter ein Radiofrequenzstrom vom Werte I fließt, so ist die empfangene elektrische Intensität gleich

$$E = 4\pi\frac{Ih}{\lambda r}\cdot\frac{1}{3\,(10)^{10}}.$$

Setzen wir in diese Gleichung

$$I = 2\pi n\,Q = 2\pi\frac{v}{\lambda}Q$$

ein, so erhalten wir:

$$E = 2\frac{Qh}{r\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2},$$

wo v = Lichtgeschwindigkeit $= 3 \cdot (10)^{10}$ cm/sek ist.

Wenn wir diese durch Radiofrequenzübertragung erhaltene Energie mit dem Werte der nach dem elektrostatischen Verfahren erhaltenen Energie vergleichen, so finden wir, daß die Intensität in beiden Fällen proportional dem elektrischen Moment, umgekehrt proportional der Übertragungsentfernung r und umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung des Empfängers von den das Feld erzeugenden Ladungen ist.

Im Falle der elektrostatischen Übertragung ist diese Entfernung der Ladung identisch mit der Übertragungsentfernung. Im Falle der Radiofrequenzübertragung ist sie die mittlere Entfernung der elektrischen Ladungen in der Nähe der Empfangsstation von dieser Station und wird durch $\lambda/2\pi$ ausgedrückt.

Diese Analyse zeigt, so glaube ich, wie schön und vorteilhaft es ist, das statische Verfahren durch das Verfahren der Radiofrequenzströme zu ersetzen, welch letzteres wir Nikola Tesla verdanken. Der oben von mir ausgeführte Vergleich zeigt die große Überlegenheit der Radiofrequenzströme für die Übertragung, insofern als die Entfernung der elektrischen Wirkung von der ganzen Übertragungsstrecke auf einen Teil der Wellenlänge erniedrigt worden ist.

Angesichts der vorstehenden Vergleichung zwischen den verschiedenen Verfahren scheint es nicht unangebracht zu sein, einen Überblick über die Geschichte der Technik der drahtlosen Übertragung zu geben. Im Jahre 1885 reichte Thomas A. Edison ein Patent ein, das im Jahre 1891 als Nr. 465971 erteilt wurde, und in welchem er die Anwendung des statischen Verfahrens vorschlug. Ein an einer hochgelegenen Senderkapazität erzeugtes elektrostatisches Feld ist eine Quelle elektrostatischer Kraftlinien, welche den Empfangsluftleiter schneiden; es wird dann eine Anordnung angewandt, welche die Potentialdifferenz verzeichnet, die infolge des Vorhandenseins von Kraftlinien zwischen der Spitze des Empfangsluftleiters und dem Erdboden besteht. Man darf nicht vergessen, daß die Kraftlinien, welche auf den Empfangsluftleiter auftreffen, tatsächlich von der Senderkapazität ausgehen und eine Bahn verfolgen, die an der Senderkapazität ihren Ausgangspunkt hat und auf dem Boden in der Nähe des Empfangsluftleiters endet.

Im Februar 1893 setzte Nikola Tesla im Franklin Institute in Philadelphia und dann im März 1893 nochmals in der National Electric Light Association in St. Louis sein System der drahtlosen „Hochfrequenzübertragung“ auseinander. In dieser Arbeit legt er dar, daß wenn man Radiofrequenzströme von einer durch einen vertikalen Draht mit dem Erdboden verbundenen hochgelegenen Kapazität aus an- und

abschwellen ließe, keine große Energiemenge erforderlich sein würde, eine in großen Entfernungen, oder selbst über die ganze Oberfläche der Erdkugel, wahrnehmbare Störung hervorzurufen, zumal dann nicht, wenn der Empfängerkreis mit Hilfe von Selbstinduktion und Kapazität so abgestimmt wäre, daß er mit der ausgesandten Frequenz in Resonanz stände.

Bei dem Edisonschen Verfahren kam die elektrische Wirkung auf den Empfänger unmittelbar von der Senderstation; daher war denn auch die Strecke der elektrischen Wirkung identisch mit der tatsächlichen Entfernung vom Sender zum Empfänger.

Die Einführung der Übertragung mittels Radiofrequenz durch Tesla hatte die Wirkung, eine beträchtliche Menge der Luftleiterladung in unmittelbare Nähe des Empfängers zu bringen, so daß die elektrische Intensität am Empfänger proportional dem Quadrate des Verhältnisses zwischen Senderentfernung und der zur Übertragung dienenden Wellenlänge vermehrt wurde.

Die vergleichende Analyse, die ich hier mitgeteilt habe, ist das Ergebnis einer Unterhaltung mit Herrn Lieutenant-Commander A. J. Hepburn von der Marine der Vereinigten Staaten, dem ich hierdurch meinen Dank aussprechen möchte.

Die Analyse der bei der Übertragung über mangelhaft leitenden Erdboden auftretenden komplizierten Wellenform, wie sie Sommerfeld gegeben hat, ist sehr wertvoll und interessant. Das gleiche gilt auch für die Berechnungen der durch die Kugelgestalt der Erde hervorgerufenen Wirkung und der Wirkung der Absorption, wie sie in den geistreichen Arbeiten eines Poincaré, eines Nicholson, eines Austin und eines Zenneck vorliegen.

Die grundlegende Frage bleibt indessen die, ob wir das gegenwärtig geübte Verfahren als eine Übertragung durch Hertzsche Wellen bezeichnen dürfen, ähnlich denen, wie sie der Hertzsche Oszillator der anfänglichen Marconischen Apparatur aussendet, oder als eine eigentliche Leitung längs des Erdbodens, wie sie Tesla im Jahre 1893 vorgeschlagen hat. Die Arbeit von Sommerfeld hat diesen Zweifel nur verstärkt, insofern er sich durch den mangelhaft leitenden Erdboden, dessen Vorhandensein er bei seiner Analyse angenommen hat, veranlaßt gesehen hat, die gesamte Wellenwirkung in eine räumliche Welle und eine Oberflächenwelle zu zerlegen. Infolgedessen hat sich bei vielen Radioingenieuren die Auffassung festgesetzt, daß die Übertragung der Energie durch zwei getrennte und verschiedene Vorgänge erfolge.

Um diese prinzipielle Frage zu entscheiden, nehme ich den Erdboden als eben und gut leitend an, eine Annahme, die für den Fall der Übertragung über Meereswasser durchaus zulässig ist.

Die empfangene elektrische Energie

$$E = 4\pi \frac{Ih}{\lambda r} \cdot \frac{1}{3(10)^{10}}$$

läßt sich ausdrücken als

$$E = 8\pi^2 \frac{Qh}{r\lambda^2}. \qquad (1)$$

Bezeichnen wir mit Q die elektrische Ladung im Luftleiter und mit q die elektrische Ladung jeder einzelnen auf der Erde entlang

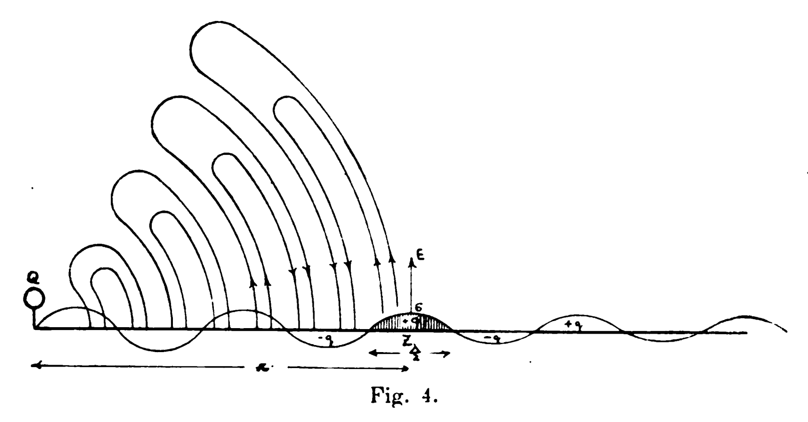


Fig. 4.

gleitenden Halbwellenlänge, so finden wir, daß die mittlere Ladungsdichte auf der Zone Z (Fig. 4)

$$\sigma_m = \frac{q}{2\pi r \frac{\lambda}{2}}$$

und die Höchstdichte auf dem Scheitel

$$\sigma = \frac{\pi}{2}\sigma_m = \frac{q}{2r\lambda}$$

ist.

Daher ist die elektrische Intensität:

$$E = 4\pi\sigma = 2\pi\frac{q}{r\lambda}. \qquad (2)$$

Auf Grund einer Vergleichung der Gleichungen (1) und (2) finden wir,

daß die ausgestrahlte Ladung

$$q = 4\pi \frac{h}{\lambda} Q$$

und daher von der Entfernung unabhängig ist.

Wir können daher den Vorgang der Übertragnng folgendermaßen beschreiben: Eine Höchstladung Q in einem Luftleiter schwingt zum Erdboden und zurück und verursacht bei jeder Halbschwingung die Aussendung einer ausgestrahlten Ladung q längs des Bodens. Dabei

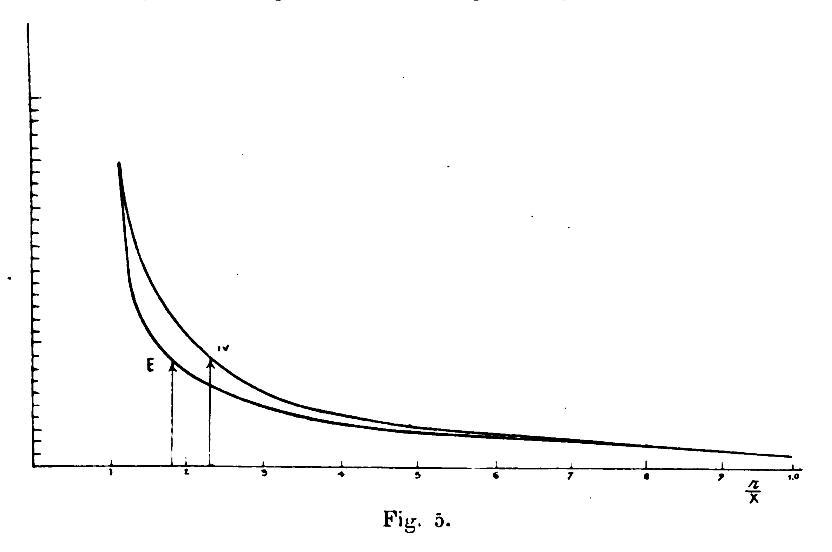


Fig. 5.

können wir das Verhältnis dieser ausgestrahlten Ladung q zur vollen Ladung des Luftleiters,

$$\frac{q}{Q} = 4\pi \frac{h}{\lambda},$$

den Strahlungsfaktor nennen, und dieses Verhältnis erscheint unabhängig von der Entfernung.

Das An- und Abschwellen der elektrischen Ladung des Luftleiters hat naturgemäß ein magnetisches Feld zur Folge, welches einen Teil der abgetrennten Energie darstellt. Während dieses Vorganges der Energieabtrennung überwiegt die magnetische Energie. Fig. 5 zeigt die elektrische und die magnetische Intensität in verschiedenen Entfernungen. In einer Entfernung von einem Sechstel der Wellenlänge ist die magnetische Intensität M um 40 v. H. größer als die elektrische E; in einer Entfernung gleich einer halben Wellenlänge

beträgt das Übergewicht der magnetischen Intensität über die elektrische nur 5 v. H.; und in einer Entfernung gleich der Wellenlänge besteht zwischen beiden Intensitäten praktisch kein Unterschied.

Zur bequemen Berechnung der in Fig. 5 benutzten Werte habe ich die Formeln für die elektrische und die magnetische Intensität folgendermaßen angeordnet:

$$E = 2\frac{Qh}{r^3}\sqrt{1 - 4\pi^2\left(\frac{r}{\lambda}\right)^2 + 16\pi^4\left(\frac{r}{\lambda}\right)^4},$$

$$M = 2\frac{Qh}{r^3}\sqrt{4\pi^2\left(\frac{r}{\lambda}\right)^2 + 16\pi^4\left(\frac{r}{\lambda}\right)^4}.$$

In einem Hertzschen Oszillator bewegen sich keine elektrischen Ladungen oder Elektronen längs der Äquatorialebene, während sie bei der drahtlosen Übertragung tatsächlich durch den Boden fließen und die Energie mit sich führen, welche die Empfangsapparate betätigt.

Erscheint es weiter angesichts der Krümmung der Erde nicht naturgemäßer, von der Leitung eines Radiofrequenzstromes zu sprechen und das mit diesem wandernde elektrische und magnetische Feld als das ihn begleitende Ergebnis anzusehen, als die Radioübertragung als identisch mit der Strahlung eines Hertzschen Oszillators zu bezeichnen, die durch eine leitende Äquatorialebene sowie durch die Beugung der Strahlungslinien infolge der Krümmung der Erde und des Vorhandenseins der oberen leitenden Schicht modifiziert worden ist?

Es ist mir für die Entwickelung der drahtlosen Übertragungstechnik als vorteilhaft erschienen, die Kenntnis unserer Atmosphäre, wie ich sie im Folgenden darlegen werde, jedem Radioingenieur zugänglich zu machen, der in der Lage ist, quantitative Beobachtungen anzustellen.

Figur 6 zeigt die chemische Zusammensetzung, den Druck und die Temperatur der Atmosphäre in den verschiedenen Höhen.

Bei Sonnenuntergang angestellte Messungen der Lichtstärke zeigen drei deutliche Unstetigkeiten, wenn die letzten Strahlen tangential zu den Luftschichten in der Höhe von 11 km, von 75 km und von 220 km werden. Tatsächlich zeigen Versuchsballons mit Registrierapparaten deutlich einen sehr scharfen Wechsel auf der Höhe von 11 km. Die Temperatur, welche nahe am Erdboden um 5° per Kilometer und in der Höhe von 10 km um 9° per Kilometer sank, wird in dem Gebiete von 11 bis zu 75 km plötzlich konstant, und zwar ist die mittlere Temperatur dort — 55° C. Ein Blick auf die letzte Zeichnung in Fig. 6 läßt diese Unstetigkeit sehr deutlich erkennen.

Der Grund für die Gleichförmigkeit der Temperatur liegt vielleicht in dem Umstande, daß die Drucke, denen die Atmosphäre in diesen Höhen ausgesetzt ist, der elektrischen Leitung angepaßt sind, wie aus einer Betrachtung der mittleren Zeichnung in Fig. 6 hervorgehen wird, in

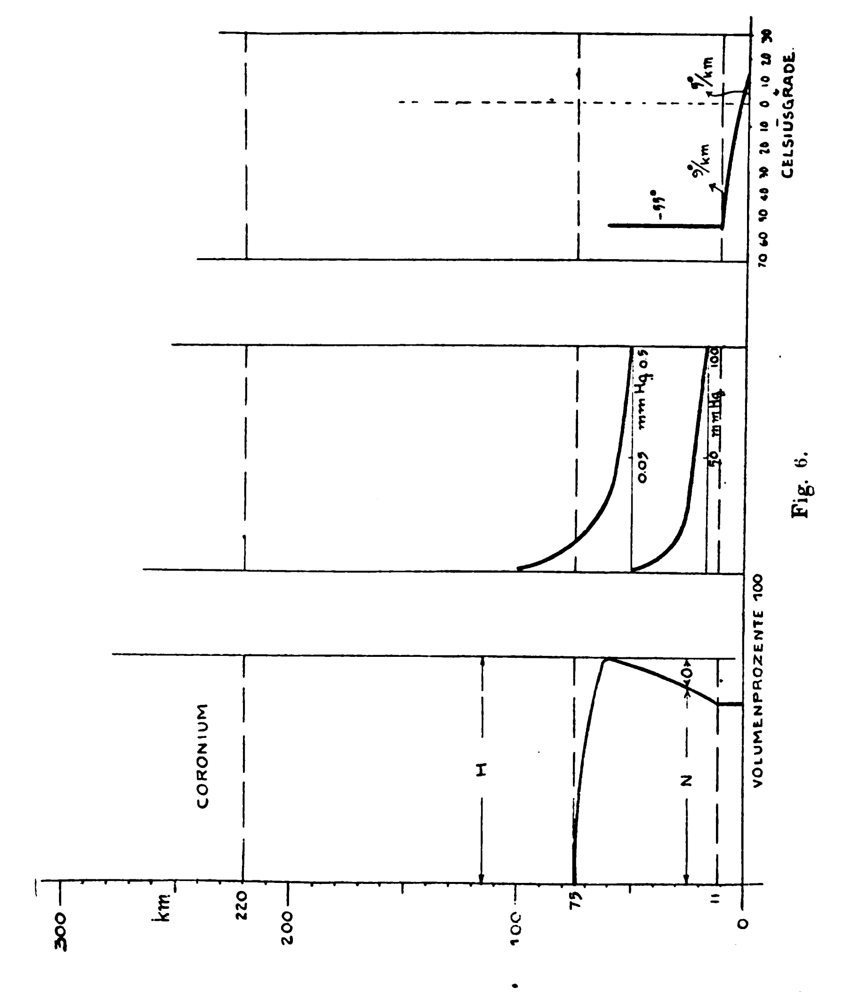


Fig. 6.

welcher die Drucke mit den zugehörigen Höhen dargestellt sind. Die Existenz dieses unteren Unstetigkeitspunktes (11 km) wird ferner durch Untersuchungen der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre bewiesen.

In der Zeichnung links in Fig. 6 habe ich angedeutet, daß die volumetrische Analyse der Atmosphäre hinsichtlich des Mengenverhältnisses von Stickstoff und Sauerstoff in dieser ersteren Schicht von 11 km ein konstantes Verhältnis ergibt. Der Grund hierfür ist, daß in dieser Schicht Luftströme auf- und absteigen und dadurch für eine gründliche Mischung der beiden Gase sorgen und nicht zulassen, daß diese sich nach ihrer Dichte anordnen.

Diese untere Schicht von 11 km Dicke, die Troposphäre, ist in der Zeichnung durch eine vertikale Linie bezeichnet, welche eine Konstanz des Gemisches bis aufwärts zu 11 km anzeigt. Oberhalb dieses Punktes, in der Stratosphäre, stellen sich die beiden Gase nach dem Daltonschen Gesetze ein; dabei nimmt das Mengenverhältnis des schwereren Sauerstoffs ab und jenes des leichteren Stickstoffs zu. In 60 km Höhe ist der Sauerstoff praktisch verschwunden, und der Wasserstoff beginnt vorzuherrschen. Wegen des sehr großen Dichteunterschiedes erstreckt sich indessen das Gemisch von Stickstoff und Wssserstoff über eine verhältnismäßig dünne Schicht von nur 15 km, und bei 75 km Höhe besteht, wie aus der Zeichnung hervorgeht, ein ziemlich plötzlicher Wechsel von Stickstoff zu Wasserstoff.

Der dritte plötzliche Wechsel in der Lichtstärke bei Sonnenuntergang tritt dann auf, wenn die letzten Sonnenstrahlen tangential zu einer Schicht in der Höhe von 220 km verlaufen. Bis zu diesem Augenblick ist der Himmel infolge der Beleuchtung der Wasserstoffatome, welche imstande sind, die kürzeren Strahlen des Sonnenspektrums unserem Auge zuzusenden, blau erschienen. Das plötzliche Verschwinden des Blau rührt von dem ziemlich plötzlichen Verschwinden des Wasserstoffes aus der Atmosphäre her, weil bei dieser Höhe eine Schicht von Coronium beginnt.

Es bleibt noch die Tragweite dieser verschiedenen Änderungen auf die Übertragung elektrischer Energie durch den Raum zu erwägen. Die hohen Drucke, welche in der Troposphäre herrschen, machen diese zu einem vollkommenen Dielektrikum. Die Stratosphäre ist die Schicht mit dem höchsten Leitvermögen; sie ist oberhalb durch Schichten von so geringen Drucken begrenzt, daß diese praktisch Dielektrika bilden. Allmähliche Änderungen des Leitvermögens würden einen beträchtlichen Verlust zur Folge haben, falls sie zu ausgesprochenen Reflexionen bei der Fortpflanzung elektrischer Wellen Anlaß gäben, und man hat infolgedessen eine erhebliche Menge von Beweisgründen gegen die Möglichkeit einer wirksamen Reflexion seitens der oberen Schichten ins Treffen geführt. Die plötzlichen Änderungen, deren Vorhandensein

in der Atmosphäre dargetan wurde, gestatten uns sicherlich, ohne längeres Zaudern starke Änderungen in der Stärke der empfangenen Signale (je nach der angewandten Wellenlänge) einer wirksamen Reflexion zuzuschreiben.

Zusammenfassung.

Die Stärke des elektrischen Feldes in einer Entfernung von einem statisch geladenen Luftleiter wird auf Grund elementarer Betrachtungen berechnet. Dieselbe Größe wird für den Fall abgeleitet, daß die Ladung mit Radiofrequenz schwingt. Es wird gezeigt, daß die Gesamtladungen, welche in den beiden Fällen auf den Empfänger wirken, zueinander in einem Verhältnis gleich dem Quadrate des Verhältnisses der Übertragungsentfernung zu einem gewissen Teile der Wellenlänge stehen; hieraus ergibt sich dann der große Vorteil der Übertragung mittels Radiofrequenz.

Die Theorien von Edison, von Tesla und von Sommerfeld werden historisch betrachtet. Es wird gezeigt, daß für die Zerlegung der Welle in eine Raumwelle und eine Oberflächenwelle keine physikalische Berechtigung vorliegt. Es wird die elektrische und die magnetische Intensität in verschiedenen Entfernungen vom Luftleiter berechnet, und es wird gezeigt, daß sie in der Entfernung von einer Wellenlänge praktisch gleich werden. Der Verfasser zieht es vor, die Radioübertragung als auf der Leitung von Erdströmen mit Radiofrequenz beruhend anzusehen, und nicht als modifizierte Wellen eines Hertzschen Oszillators. Es werden die drei verschiedenen Teile der Atmosphäre, die Troposphäre, die Stratosphäre und die Coroniumschicht, beschrieben, und ihr Einfluß auf die Radioübertragung wird betrachtet.

Meinungsaustausch.

Herr J. Zenneck: Hinsichtlich der Frage, ob die seitens eines Luftleiters ausgesandte Energie durch Leitungsströme im Erdboden oder durch elektromagnetische Wellen in der Luft fortgepflanzt wird, stimme ich mit Herrn Löwenstein darin überein, daß dies in der Hauptsache eine Frage der Ausdrucksweise ist. Stellt man einen Senderluftleiter auf der Erdoberfläche auf, so ist tatsächlich in allen Entfernungen von dem Luftleiter ein elektromagnetisches Feld sowohl in der Luft als auch im Erdboden vorhanden. Es ist daher Geschmackssache, ob man die Fortpflanzung der Energie als durch Erdströme erfolgend darstellt, oder als durch elektromagnetische Wellen in der Luft

verursacht. Beide Darstellungen sind unvollständig: die Erdströme sind immer von elektromagnetischen Wellen in der Luft begleitet und die elektromagnetischen Wellen in der Luft immer von Strömen im Erdboden.

Herr Louis W. Austin (schriftlich mitgeteilt): Ich möchte gern auf einen oder zwei Punkte in der überaus interessanten Arbeit des Herrn Löwenstein über den Mechanismus der Strahlung eingehen. Bei der Erörterung des Unterschiedes zwischen dem durch den Oszillator erzeugten elektrostatischen und dem elektromagnetischen Felde setzt Herr Löwenstein den elektrostatischen Ausdruck für die Stromstärke in die elektromagnetische Gleichung für die elektrische Intensität an der Empfangsstation ein und erhält so einen Ausdruck, den er die mittlere Entfernung der elektrischen Ladungen von der Empfangsstation nennt. Ich vermag nicht, diesem Ausdruck irgendwelche reale physikalische Deutung zu geben, und wenn das nicht möglich ist, so scheint mir, kann der Begriff kaum als nützlich angesehen werden.

Bei der Erörterung der Übertragung der elektrischen Wellen längs der Erdoberfläche könnte man durch die Arbeit zu der Ansicht verleitet werden, daß die Wahl zwischen den Theorien zwischen elektromagnetischen Wellen oberhalb der Erdoberfläche und Leitung längs der Oberfläche liege; tatsächlich kann aber unter den gegebenen Bedingungen keines ohne das andere bestehen, gerade so wie der Strom in einem Drahte immer von einem Feld rings um den Draht begleitet sein muß. Hertzsche Wellen werden sich, wie ich glaube, immer auf irgendeine leitende Ebene in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft stützen, die parallel zur Fortpflanzungsrichtung liegt. Die in Bewegung befindlichen Ladungen an den geerdeten Enden der elektrostatischen Kraftlinien werden dann Ströme hervorrufen wie die, von denen in der Arbeit die Rede ist.

Ich freue mich sehr, daß Herr Löwenstein die Aufmerksamkeit auf die Zusammensetzung der Atmosphäre in ihren verschiedenen Schichten und die vermutliche Bedeutung dieser Zusammensetzung für die Änderung der Stärke drahtloser Signale gelenkt hat.

(Nach Proc. Inst. Radio-Eng. (New York) **4**, Nr. 3, S. 271—281, 1916, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 20. August 1915.)



Die Signalreichweite bei der drahtlosen Telegraphie.

Von **J. L. Hogan.**[1])

Die verschiedenen Versuchsreihen über die Nachrichtenübermittelung auf große Entfernungen, die Herr L. W. Austin und die National Electric Signalling Co. gemeinsam ausgeführt haben[2]), umfaßten Messungen des Einflusses, den die Höhe des Luftleiters, die Stromstärke im Luftleiter und die Wellenlänge auf die Signalreichweite ausüben. Es wurden Höhen von 37 bis zu 130 Fuß, Sendestromstärken von 7 bis zu 30 Amp. und Wellenlängen von 300 bis zu 3750 m auf Entfernungen bis zu 1000 Seemeilen untersucht. Die Vergleichung der auf diese Weise gewonnenen Daten führte zu dem Ausdruck

$$I_r = \frac{4{,}25\, I_s h_1 h_2}{\lambda\, d} e^{-0{,}0015\, d/\sqrt{\lambda}} \tag{1}$$

In dieser Formel sind I_s und I_r die Sendestromstärke und die Empfangsstromstärke, beide in Amp., h_1 und h_2 die wirksamen Höhen des Sender- bzw. des Empfängerluftleiters, beide in km, λ und d die Wellenlänge und die Signalweite, ebenfalls in km. Wie leicht ersichtlich, kann man den Ausdruck benutzen, um die Stromstärken in den Luftleitern oder die Höhen der Luftleiter zu ermitteln, die erforderlich sind, um bei Tageslicht unter gewöhnlichen Verhältnissen auf irgendeine gegebene Entfernung eine verlangte Signalstärke zu erzeugen. Bei gewöhnlichen Funkensendern von 500 Perioden und guten Kristallempfängern ist eine Empfangsstromstärke von ungefähr 10 Mikroamp. für eben noch hörbare Signale erforderlich.

Bei späteren Versuchen[3]) über größere Strecken wurden die Beobachtungen auf Luftleiterhöhen bis zu 450 Fuß, Sendestromstärken bis zu 110 Amp. und Entfernungen bis zu 2300 Seemeilen ausgedehnt. Keine der damals gewonnenen Daten deutete auf die Notwendigkeit hin, die in Gleichung (1) gegebene Beziehung zwischen den verschiedenen Größen zu ändern, obgleich es sich ergab, daß bei Verwendung des Gleichrichterheterodynes eine Empfangsstromstärke

1) Aus „Electrical World".

2) L. W. Austin, Some Quantitative Experiments in Long-Distance Radio-Telegraphy. Bull. Bur. of Stand. 7, 515, 1911. Siehe auch Jahrbuch 5, S. 75 und 8, S. 575.

3) John L. Hogan jr., Quantitative Results of Recent Radiotelegraphic Tests between Arlington, Va., and U. S. S. Salem, Electrical World, 1913, S. 1361.

von nur 5 Mikroamp. selbst mit Funkensendern Signale von der Hörbarkeit Eins lieferte.

Der obige Ausdruck (1) ist demnach durch Anwendung auf viele Fälle der drahtlosen Zeichenübermittelung recht gut bestätigt worden. Es ist wahrscheinlich die genaueste Näherungsgleichung für Ermittelungen von der Art, wie sie erforderlich sind, wenn man die Reichweite und die Stärke der Signale vorherbestimmen will, statt sie zu schätzen. Für die Zwecke des schnellen Rechnens ist es erwünscht, die einzelnen Größen in den Einheiten anzugeben, die für ihre Messung am bequemsten sind. Wenn beispielsweise die Sendestromstärke in Amp. angegeben ist, die Empfangsstromstärke in Mikroamp., die Höhen der Luftleiter in Fuß, die Wellenlänge in Metern und die Entfernung in Kilometern, so wird die Gleichung

$$I_r = \frac{392\, I_s h_1 h_2}{\lambda\, d}\, e^{-0{,}0474\, d/\sqrt{\lambda}} \quad . \tag{2}$$

Oder wenn man unter Beibehaltung der übrigen eben genannten Einheiten die Entfernung in Seemeilen ausdrückt, so muß der Koeffizient von I_s 212 und der Koeffizient im Exponenten 0,0877 werden.

Eine einfache algebraische Lösung der Gleichung ist für alle Größen möglich, außer für λ und für d. Diese beiden Größen lassen sich nicht explicite nach den gewöhnlichen Verfahren bestimmen, weil sie sowohl linear als auch exponentiell vorkommen. Löst man nach I_r/I_s auf und bestimmt ein Maximum durch Differentiation nach λ, so kann man einen Ausdruck für die günstigste Wellenlänge bei einer gegebenen Gruppe von Sendebedingungen gewinnen. Das ist vielleicht eine zu ausgedehnte Anwendung der ursprünglichen Beziehungen. Ein graphisches Verfahren zur Auflösung nach d habe ich in der oben genannten Veröffentlichung angegeben.

Das im Nachstehenden beschriebene geistreiche logarithmische Verfahren der Auflösung nach d bildet die Grundlage für eine Reihe von Kurven, die an der United States Navy Yard (Marinewerft der Vereinigten Staaten) zu Puget Sound, Washington, im Gebrauch sind. Die Gleichung (2) wird algebraisch dividiert:

$$\frac{I_r\, \lambda}{212\, I_s h_1 h_2} = \frac{e^{-0{,}0877\, d/\sqrt{\lambda}}}{d} \tag{3}$$

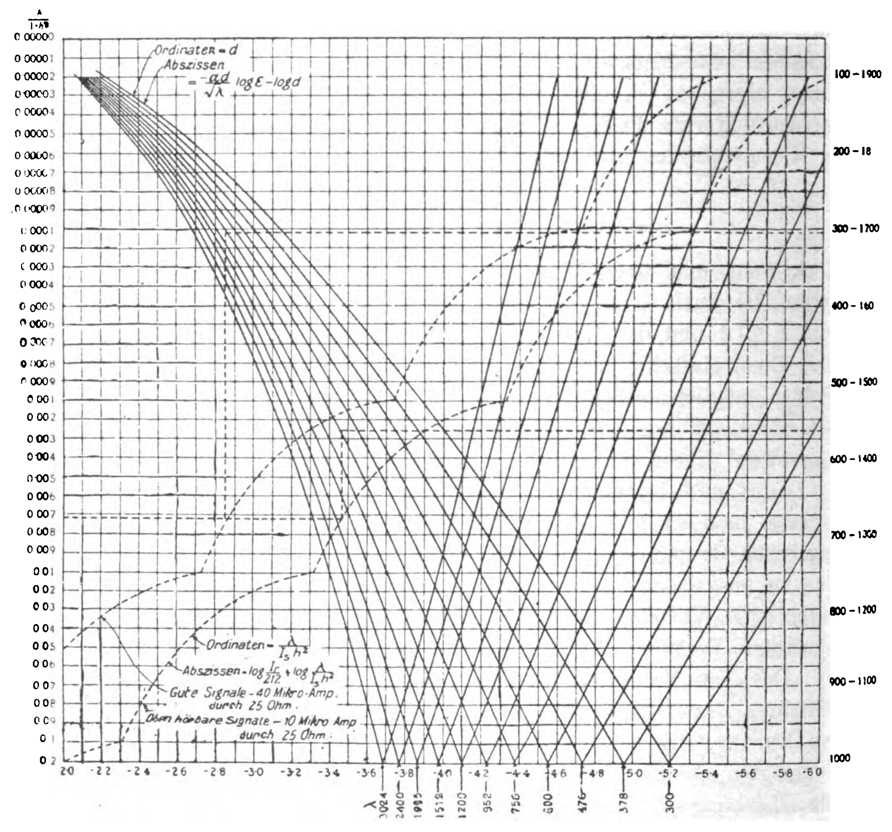
und in logarithmischer Form:

$$\log_{10} \frac{I_r}{212} + \log_{10} \frac{\lambda}{I_s h_1 h_2} = \frac{-0{,}0877\, d}{\sqrt{\lambda}} \log_{10} e - \log_{10} d \tag{4}$$

geschrieben. Man zeichnet ein Kurvenpaar für $I_r = 10\,\mu A$ (eben hörbare Signale) und für $I_r = 40\,\mu A$ („gute" Signale) mit den Ordinaten $\lambda / I_s h_1 h_2$ und den Abszissen

$$\log_{10} \frac{I_r}{212} + \log_{10} \frac{I \lambda}{I_s h_1 h_2}$$

Anmerkung: Wenn Sender- und Empfängerluftleiter verschiedene Höhe haben, ist h^2 durch $h_1 h_2$ zu ersetzen.



Tafel zur Ermittelung der Signalreichweite für verschiedene Luftleiterhöhen und Wellenlängen.

Für eine Anzahl von Wellenlängen (die in der beigefügten Figur angegebenen sind die Normalwellenlängen der Marinewerft der Vereinigten Staaten) zeichnet man dann weitere Kurven mit denselben Abszissen, die nach der Gleichung (4) durch den Ausdruck

$$\frac{-0{,}0877\,d}{\sqrt{\lambda}}\log_{10} e - \log_{10} d$$

gegeben sind, und mit d als Ordinaten. Mit Hilfe dieser Kurven kann man in einfacher Weise die Gleichung unmittelbar nach d auflösen, und zwar nach folgendem Verfahren:

1. Man ermittelt $\lambda / I_s h_1 h_2$.

2. Man sucht auf der Ordinatenachse links den Wert und verfolgt ihn in horizontaler Richtung bis zum Schnitt mit der gestrichelten Kurve für die gewünschte Stromstärke im Empfangsluftleiter.

3. Vom Schnittpunkt aus geht man in vertikaler Richtung weiter bis zum Schnitt mit der ausgezogenen Kurve für die angenommene Wellenlänge.

4. Von diesem zweiten Schnittpunkt aus geht man in horizontaler Richtung nach rechts weiter und liest an der rechten Ordinatenachse den gesuchten Wert von d ab.

Als Beispiel ist durch gestrichelte Linien der Fall $I_s = 10$ Amp., $h_1 = h_2 = 115$ Fuß, $\lambda = 952$ m für $I_r = 10\ \mu A$ und für $I_r = 40\ \mu A$ angegeben. Die Signalentfernungen sind hier 565 bzw. 305 Seemeilen.

Bei der Berechnung von Signalen zur Nachtzeit oder für Entfernungen von weniger als 100 Seemeilen vernachlässigt man das Absorptionsglied, und die Gleichung wird dann:

$$d = \frac{212\, I_s h_1 h_2}{I_r \lambda} \tag{5}$$

(Nach Electrician **76**, 699, 1916 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 20. August 1916.)

Drahtlose Zeichengebung auf weite Entfernungen.

Von **Louis Cohen.**

Zusammenfassung.

Der Verfasser geht zunächst auf die Formel von Austin und auf die theoretische Formel für den Zusammenhang zwischen der empfangenen Einheit und der Entfernung ein. Er schlägt dann eine andere Formel vor, welche einen Reflexionskoeffizienten enthält. Die drei Formeln werden mit Beobachtungsergebnissen verglichen.

Für die Berechnung der drahtlosen Zeichengebung stehen uns zwei Formeln zu Gebote. Die eine Formel ist eine empirische und ist von Austin und mir auf Grund der Versuche von Brant Rock abgeleitet worden[1]), und die andere Formel ist eine theoretische, die neuerdings von mehreren Forschern entwickelt worden ist. Diese beiden Formeln lauten:

die empirische Formel:

$$I_r = \frac{K}{d} e^{-0{,}0015\, d_i \sqrt{\lambda}} \tag{1}$$

die theoretische Formel:

$$I_r = \frac{K}{d} e^{-0{,}0019\, d_i \sqrt[3]{}} \tag{2}$$

In beiden Formeln ist d die Entfernung, λ die Wellenlänge und K eine Funktion der Höhen des Sender- und des Empfängerluftleiters, der Wellenlänge und des Widerstandes des Empfängerluftleiters.

Die beiden Formeln haben dieselbe Gestalt. Der einzige Unterschied besteht in den Exponenten des Schwächungsfaktors; dieser ist in der theoretischen Formel größer und zeigt somit eine raschere Abnahme der elektrischen Intensität an. Die neueren Versuche von Austin[2]) haben dargetan, daß die nach der empirischen Formel gewonnenen Ergebnisse mit beobachteten Werten sehr eng übereinstimmen, während die theoretische Formel bei großen Entfernungen keine befriedigenden Ergebnisse liefert; das Schwächungsglied ergibt nämlich eine Abnahme der elektrischen Intensität, die beträchtlich größer ist als die beobachteten Werte.

Die empirische Formel scheint sehr befriedigend zu sein, soweit sie sich durch die begrenzten verfügbaren Daten bestätigen läßt. Der Einwand, der gegen sie zu erheben ist, besteht indessen darin, daß sie keinerlei theoretische, mathematische oder physikalische Grundlage besitzt, und daß wir daher nicht sicher sein können, daß die Formel allgemein anwendbar ist, und uns somit nicht darauf verlassen können, daß sie unter allen Bedingungen richtige Ergebnisse liefert. Die Absorptionstheorie, die ursprünglich zu dieser Formel geführt hat, ist nicht halt-

---

1) L. W. Austin, Some Quantitative Experiments in Long Distance Radio-Telegraphy. Bull. Bur. of Stand. 7, S. 315. Siehe auch Jahrbuch 5, S. 75 und 8, S. 575.

2) Quantitative Experiments in Radio-Telegraphic Transmission. Bull. Bur. of Stand. 11, S. 69.

bar. Demnach scheint es, daß wenn wir die theoretische Formel so abändern könnten, daß sie Ergebnisse lieferte, die mit den beobachteten Werten übereinstimmen, daß wir dann eine zuverlässigere Arbeitsformel besitzen würden.

Es ist nun bei der Entwickelung der theoretischen Formel gezeigt worden, daß das Schwächungs- oder Zerstreuungsglied den Verlust darstellt, der durch das Entweichen von Energie in die obere Atmosphäre entsteht, weil die Wellen der Krümmung der Erde nicht vollkommen zu folgen vermögen, und daß einer etwa möglichen Reflexion oder Brechung in den oberen Schichten der Atmosphäre nicht Rechnung getragen wird. Herr Austin hat darauf aufmerksam gemacht, daß der Umstand, daß man unterlassen hat, einen möglichen Reflexionsvorgang in Betracht zu ziehen, den Unterschied zwischen den beobachteten Werten und den nach der theoretischen Formel erhaltenen zu erklären vermag.

Dieser Anregung folgend habe ich versucht, eine halb empirische Formel aufzustellen, welche die theoretische Formel mit einem weiteren Faktor vereinigt. um eine etwa mögliche Reflexion oder Brechung zu berücksichtigen. Es liegt auf der Hand, daß eine Reflexion, falls eine solche auftritt, in ihrer Wirkung kumulativ sein und mit zunehmender Entfernung zunehmen muß, und es ist demnach vernunftgemäß, anzunehmen, daß die Wirkung der Reflexion eine lineare Funktion der Entfernung ist. Diese Erwägungen führten zu folgender Formel:

$$I_r = \frac{K}{d}(1 + Nd)\, e^{-0{,}0019\, d/\sqrt[3]{\lambda}} \tag{3}$$

Hier ist N ein Reflexionskoeffizient, und die übrigen Glieder haben dieselbe Bedeutung wie in Gleichung (2). Um den Wert von N zu erhalten, stellen wir eine beliebige Einzelbeobachtung an und legen N einen solchen Zahlenwert bei, daß dadurch die nach der Formel gewonnenen Ergebnisse mit dem beobachteten Werte übereinstimmen. Wenn für diesen Wert von N die nach der Formel erhaltenen Ergebnisse mit allen übrigen Beobachtungen übereinstimmen, dann können wir annehmen, daß die Formel die Durchgangsvorgänge richtig darstellt. Ich habe auf diese Weise die Daten der neueren Austinschen Versuche nach der vorstehenden Formel durchgerechnet und ebenso eine Reihe von Beobachtungen, die ich willkürlich aus den Versuchen vom Jahre 1910 herausgegriffen habe. Die Ergebnisse habe ich in den Tabellen I und II wiedergegeben. Wie ersichtlich, ist in beiden Fällen

Tabelle I.

Signale von Arlington, aufgenommen auf der „Salem“, Februar-März 1913.
Reflexionskoeffizient $N = 0{,}000945$; $\lambda = 3800$ m.

Entfernung		Empfangene Stromstärke in 10^{-6} Amp.			
		berechnet			
engl. Meilen	km	Formel (1)	Formel (2)	Formel (3)	beobachtet
300	556	431	335	507	410
400	740	278	200	340	300
500	925	195	128	240	225
600	1110	140	85,2	174	160
800	1480	79	40,7	97,6	95
1000	1850	47,6	20,7	57	59
1200	2220	29,7	11,0	34,1	34
1500	2780	15,3	4,42	16	19
2000	3700	5,65	1,07	4,8	5
2500	4630	2,20	0,28	1,5	—
3000	5560	0,89	0,074	0,39	—

Tabelle II.

Signale von der „Salem“, aufgenommen in Brant Rock, Juli 1910.
Reflexionskoeffizient $N = 0{,}00045$; $\lambda = 1000$ m.

Entfernung		Empfangene Stromstärke in 10^{-6} Amp.			
		berechnet			
engl. Meilen	km	Formel (1)	Formel (2)	Formel (3)	beobachtet
20	37	12500	12300	12400	12000
50	92,5	4610	4430	4530	4700
100	185	2000	1860	2015	2200
150	278	1170	1037	1160	1200
200	370	760	654	763	750
300	555	382	307	383	370
400	740	218	162	216	200
500	925	132	91	130	130
Reflexionskoeffizient $N = 0{,}00053$; $\lambda = 3750$ m.					
20	37	4460	4400	4486	4500
50	92,5	1710	1640	1720	1800
100	185	800	770	845	850
150	278	495	435	499	500
200	370	345	292	349	330
300	555	198	155	200	190
400	740	129	93	130	115
500	925	90	59	88	88

die Übereinstimmung zwischen den beobachteten Werten und den nach der Formel (3) berechneten eine bemerkenswert gute.

Man kann nicht sagen, daß diese Formel alle die Vorgänge, welche die drahtlose Zeichengebung begleiten, vollkommen darstellt; die Annahme einer mittleren gleichförmigen Reflexion von allen Punkten längs der gesamten Entfernung kann in Frage gezogen werden. Immerhin kann man diese Formel als eine geeignete erste Näherungsformel für Berechnungen des Ingenieurs ansprechen.

(Nach Electrician **76**, 743—744, 1916 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 20. August 1916.)

Über die Ursachen der Ionisation der Atmosphäre.

Von **J. A. Fleming.**

Die Mitarbeiter des „Electrician" erörtern fortgesetzt in den Spalten dieses Blattes die Frage nach der Ionisation der Atmosphäre in ihrem Zusammenhange mit der drahtlosen Telegraphie. Einige von ihnen bringen ihre Zweifel und ihren Unglauben an dem Bestehen dieser Ionisation zum Ausdruck oder verlangen zum mindestens Beweise dafür. In zwei Vorlesungen über lichtelektrische Erscheinungen, die ich neuerdings an der Royal Institution gehalten habe, habe ich nachdrücklich betont, welchen Anteil bei dieser Ionisation wahrscheinlich die Bildung von Ionen hat, die sich unserer Atmosphäre von der Sonne her nähern und durch Licht getrieben werden. Da bisher an dieser Stelle noch nicht auf diese Vorlesungen Bezug genommen worden ist, möchte ich hier einige der Tatsachen und der Beweise wiedergeben, die ich als Beitrag zu diesem Meinungsaustausche in der zweiten der genannten Vorlesungen vorgebracht habe.

Eine der hierbei mitspielenden Fragen ist die nach der gasförmigen Zusammensetzung der oberen Schichten in der Erdatmosphäre und nach der Wirkung ultravioletten Lichtes auf diese Zusammensetzung. Die chemische Zusammensetzung unserer Atmosphäre bildete bereits

---

1) „Problems of the Atmosphere", vgl. Proc. Roy. Inst. **17**, 223, 1902. Friday Evening Discourse, 11. April.

im Jahre 1902 den Gegenstand einer Vorlesung von Sir James Dewar in der Royal Institution[1]), auf die er auch in seiner Eröffnungsrede als Vorsitzender der British Association im gleichen Jahre hingewiesen hat.[1])

Dewar hat gezeigt, daß man ganz allgemein die Atmosphäre in zwei Gebiete teilen könne: ein unteres, in welchem die atmosphärischen Bestandteile durch Winde und durch Konvektion dauernd gemischt bleiben, so daß die prozentische Zusammensetzung ziemlich konstant bleibt, und ein höheres Gebiet, in welchem die Gase sich, entsprechend ihrer Dichte, voneinander trennen, so daß die oberen Schichten aus Wasserstoff und Helium, möglicherweise unter Anwesenheit einiger der selteneren Gase bestehen müssen.

Die mathematische Betrachtung nach den von Heinrich Ferrel und mir[2]) gegebenen Richtlinien zeigt, daß bei gewissen Annahmen über den Temperaturgradienten Sauerstoff und Stickstoff, welche die vorherrschenden Komponenten in den tieferen Schichten sind, in einer Höhe von ungefähr 100 km abklingen müssen, und daß in höheren Schichten die Bestandteile der Atmosphäre hauptsächlich Wasserstoff und Helium sind. Nach Wegener liegt auch noch ein unbekanntes Gas von sehr geringer Dichte vor, das in großen Höhen wichtiger ist als Wasserstoff, und das für das Spektrum der Aurora in sehr großen Höhen verantwortlich ist.

Wenden wir uns nun der Möglichkeit einer Ionisation der Atmosphäre durch ultraviolettes Licht zu, so haben wir die feststehende Tatsache, daß Luft und zweifellos auch Wasserstoff und Helium einer eigentlichen Gasionisation durch Wellenlängen, die viel größer als 1300 bis 1500 Ångström-Einheiten (Å.-E.) sind, nicht fähig sind. Das Gesetz, welches das Ionisierungspotential V_0 in Volt mit der größten ionisierenden Wellenlänge λ_0 in Å.-E. verbindet, ist in einer Reihe von Fällen als

$$V_0 \lambda_0 = \text{rund } 12000$$

festgestellt worden. Da das Ionisierungspotential des Sauerstoffs annähernd 9 Volt ist, müssen wir daher, falls das vorstehende Gesetz auf das Gasatom anwendbar ist, für Sauerstoff

$$\lambda_0 = \text{rund } 1350 \text{ Å.-E.}$$

erhalten.

---

1) British Association Report, Belfast 1902.

2) Vgl. J. A. Fleming, „On Atmospheric Refraction and its Bearing on the Transmission of Electromagnetic Waves Round the Earth's Surface". Proc. Phys. Soc. London **26**, 318, 1914.



Im Einklang mit dieser Ableitung lehrt der Versuch, daß sich die eigentliche Lichtionisation reiner trockener Luft, bei der positive und negative Ionen in gleicher Anzahl erzeugt werden, nur durch äußerst kurze Wellenlängen erreichen läßt, die im Schumann- und im Lyman-Gebiet des ultravioletten Spektrums liegen. Sowohl Huggins als auch Cornu haben dargetan, daß das photographische Spektrum der Himmelskörper, wie es an der Erdoberfläche aufgenommen wird, bei der Wellenlänge 2950 Å.-E. oder nahe bei dieser ziemlich scharf begrenzt ist. Da Quarz für kleinere Wellenlängen als etwa 1850 Å.-E. nicht durchlässig ist, und da dieses Quarzlicht Luft nicht ionisieren kann, so ist der Beweis ziemlich vollständig dafür erbracht, daß in unserer Atmosphäre in geringen Höhen keine eigentliche Ionisation der Luft durch ultraviolette Strahlen stattfinden kann. Falls irgendwelche derartige Ionisation vorhanden ist, wie dies durch die elektrische Leitfähigkeit bewiesen wird, so kann sie nur von lichtelektrischer Wirkung auf Staub oder Eisteilchen, oder von radioaktiven Materialien im Meereswasser oder im Boden, oder von irgendeinem mittelbaren lichtelektrischen Vorgange herrühren, der negative Ionen liefert.

Andererseits enthält das Sonnenlicht wegen der hohen Temperatur der Photosphäre wahrscheinlich tatsächlich Strahlen kurzer Wellenlänge, die innerhalb des Schumann-Gebietes (2000 bis 1000 Å.-E.) und des Lyman-Gebietes (1000 Å.-E. und darunter) liegen. Infolgedessen kann, obgleich das Ionisierungspotential des Sauerstoffs, des Stickstoffs, des Wasserstoffs und des Heliums 9 Volt und darüber beträgt, eine eigentliche ultraviolette Lichtionisation in den Schichten der Atmosphäre stattfinden, die vielleicht in einer Höhe von mehr als 10 oder 20 km liegen.

Hiermit ist aber die Möglichkeit einer dauernd ionisierten Schicht nicht erklärt. Es würde sich dadurch nur eine tägliche Schicht erklären lassen, die tagsüber oder an der der Sonne zugekehrten Seite der Atmosphäre ionisiert ist und nachts verschwindet. Um die dauernd ionisierte Schicht, die man — wie mir scheint, nicht ganz mit Recht — als Heaviside-Schicht zu nennen pflegt, zu erklären, ist es wesentlich, eine Ursache für die Bildung von Ionen eines einzigen Vorzeichens in irgendeiner hohen Schicht der Atmosphäre nachzuweisen. Es sind gute Gründe für die Annahme beigebracht worden, daß die Photosphäre der Sonne hauptsächlich aus Kohlenstoff besteht, der wahrscheinlich zu Rußflocken oder -kernen verdichtet ist, und daß die Temperatur, wenigstens die ihrer äußeren Teile, ungefähr 6000 bis

7000° C beträgt. Mit anderen Worten: der hauptsächlich Licht und Wärme spendende Teil der Sonne ist ein riesenhafter Kohlefaden. Wir wissen nun, daß eine solche glühende Kohle nicht nur Ätherwellen ausstrahlt, sondern auch positive und negative Ionen aussendet, und zwar hauptsächlich die letzteren.

In meiner Vorlesung in der Royal Institution habe ich diese Emission von Thermionen durch folgenden Versuch nachgewiesen: In die Birne einer elektrischen Kohlefadenglühlampe war ein Metallzylinder eingeschmolzen. Dieser Zylinder war an einen Platindraht angeschlossen, der durch die Glaswand hindurchgeführt und in sie eingeschmolzen worden war. Der Zylinder wurde an ein Goldblattelektroskop angelegt, und es wurde ihm eine positive oder negative elektrische Ladung erteilt. Unter diesen Versuchsbedingungen bewahrte das Elektroskop seine Ladung vollkommen, wenn der Faden nicht glühte, einerlei, ob die Ladung + oder — war. War die Ladung —, und wurde der Strom durch den Kohlefaden eingeschaltet, so daß dieser zum Glühen gebracht wurde, so entlud sich das Elektroskop langsam und zeigte auf diese Weise die Emission einiger positiver Ionen. Wenn jedoch die Ladung des Zylinders + war, so fiel beim Einschalten des Lampenstromes das Elektroskop augenblicklich zusammen und erbrachte somit den Beweis für die reichliche Emission negativer Ionen seitens des Kohlefadens. Es liegt anscheinend guter Grund vor, die Ansicht von Arrhenius anzunehmen, nach welcher in der Sonnenphotosphäre die gleiche Thermionenemission vor sich geht. Wenn dies der Fall ist, so werden diese Ionen, die hauptsächlich negativ sind, bei ihrem Wege nach außen durch die umkehrende Schicht und durch die Chromosphäre chemische Atome aufnehmen und rings um sich kondensieren und auf diese Weise negative Ionen verschiedener Größe bilden. Diese Ionen werden dann durch den Lichtdruck nach außen getrieben werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Vorgang in der vorstehend angedeuteten Weise verläuft, hat auch Sir James Dewar in dem bereits erwähnten Vortrage in der Royal Institution vertreten.

Es ist verhältnismäßig leicht, die Geschwindigkeit solcher Ionen von verschiedener Größe unter der Wirkung des Lichtdruckes seitens der Sonne und die Zeit ihrer Wanderung von der Sonne zur Erde zu berechnen. Wir gehen aus von den bekannten Tatsachen, daß der Maxwellsche Lichtdruck in Dynen pro Quadratzentimeter numerisch gleich der Lichtenergie in Erg pro Kubikzentimeter ist, und daß der beste Wert für die Solarkonstante 2,1 Grammkalorien pro Quadrat-

zentimeter pro Minute ist, oder daß einer vollkommen blanken Fläche von normal auffallendem Sonnenlicht unter Berücksichtigung der Korrektion für die Absorption in der Atmosphäre sekundlich $1{,}47 \times 10^6$ Erg mitgeteilt werden. Daraus folgt, daß die Lichtenergie im Kubizentimeter 49×10^{-6} Erg und der Lichtdruck nahezu 5×10^{-6} Dynen pro Quadratzentimeter an der Erdoberfläche beträgt. Die Lichtintensität an der Oberfläche der Sonne ist aber 46000 mal so groß wie jene an der Erdoberfläche, und der Lichtdruck auf der Sonne ist daher 2,3 Dynen pro Quadratzentimeter. Diese Zahlen lehren, daß 1 Kubikmeile Sonnenlicht an der Erdoberfläche Lichtenergie im Betrage von 14710 Fußpfund enthält, und daß der Lichtdruck dort 2,8 Pfund pro Quadratmeile ist. An der Oberfläche der Sonne beträgt der Lichtdruck 58 Tonnen pro Quadratmeile und die Lichtenergie 302300 Fußtonnen in der Kubikmeile, also genug, um 20 Kriegsschiffe wie die „Queen Elizabeth" 15 Zoll hoch über den Gipfel des Mont Blanc hinweg zu werfen.[1]) Wir wollen nun eine kleine Kugel von der Dichte Eins in der Nähe der Sonnenoberfläche betrachten. Ihr Durchmesser betrage d cm. Der Lichtdruck pro Quadratzentimeter betrage P, und g sei die Schwerkraftsbeschleunigung an der Sonnenoberfläche, Letztere Größe ist 27 mal so groß wie an der Erdoberfläche, also 27×981 cm/sek². Mithin ist das Gewicht des Teilchens oder der auf es wirkende Zug der Schwerkraft $g \pi d^3/6$ und der Lichtdruck $\pi d^2 P/4$. Mithin halten sich diese beiden Kräfte gerade dann das Gleichgewicht, wenn $d = 1{,}5 \quad P/g$ oder wenn $d = 0{,}00013$ cm $= 13000$ Å.-E. ist. Schwarzschild will nachgewiesen haben, daß der Lichtdruck ein Maximum ist, wenn der Umfang des Teilchens gleich der Wellenlänge des Lichtes ist. Dies ist indessen bestritten worden.

Wir können indessen aus den vorstehenden Werten leicht die Zeit berechnen, welche Teilchen mit kleinerem Durchmesser als der Grenzwert (13000 Å.-E.) gebrauchen, um von der Sonne zur Erde zu gelangen, wenn sie vom Ruhezustande ausgehen. Es sei a die Entfernung vom Sonnenmittelpunkt, in der das Teilchen seine Wanderung beginnt, und x irgendeine andere Entfernung. Ferner sei v die Ge-

1) Für die Umrechnung dieser und späterer Angaben auf das CGS-System mögen folgende abgerundete Werte dienen:

1 engl. Meile = 1,6 km,
1 engl. Zoll = 2,54 cm,
1 engl. Pfund = 373 g,
1 Fußpfund = 0,14 mkg,
1 engl. Tonne = 1016 kg,
1 Kubikfuß = 28,3 dm³. (Der Übers.)

schwindigkeit des Teilchens in x und μ/a bzw. μ/x die potentielle Energie in a und in x. Dann erhalten wir die Energiegleichung

$$v^2/2 = \mu/a - \mu/x$$

oder

$$dx/dt = \sqrt{2\mu/a - 2\mu/x},$$

oder

$$dt = \frac{x\,dx}{\sqrt{\frac{2\mu}{a}}\sqrt{x^2 - ax}},$$

$$dt = \sqrt{\frac{a}{2\mu}}\left\{\frac{2x - a}{2\sqrt{x^2 - ax}} + \frac{a}{2}\frac{i}{\sqrt{x^2 - ax}}\right\}dx.$$

Integrieren wir diesen letzten Ausdruck zwischen den Grenzen $x = a$ und $x = x$, so erhalten wir:

$$t = \sqrt{\frac{a}{2\mu}}\left\{\sqrt{x^2 - ax} + \frac{a}{2}\log\left(x - \frac{a}{2} + \sqrt{x^2 - ax}\right) - \frac{a}{2}\log\frac{a}{2}\right\}.$$

Wenn indessen $x = 93000000$ Meilen der Halbmesser der Erdbahn und $a = 433000$ Meilen der Sonnenhalbmesser ist, so ist $a/x = 1/215$, oder ein kleiner Bruch, und wir können dann den Ausdruck für die Übergangszeit schreiben als:

$$t = \sqrt{\frac{a}{2\mu}}\left\{x + \log\frac{4x}{a}\right\}.$$

Es läßt sich nun leicht zeigen, daß

$$2\mu/a = 3P/d - 2ga$$

ist. Folglich ist

$$t = \frac{1}{\sqrt{\frac{3Pa}{d} - 2ga}}\left\{x + \frac{a}{2}\log\frac{4x}{a}\right\}.$$

Der letzte Ausdruck in der Klammer ist aber klein gegenüber x, und wenn wir daher die Werte $a = 7 \times 10^{10}$ cm, $x = 15 \times 10^{12}$ cm einsetzen und für g den Wert $g = 27 \times 981$ und ferner $P = 2{,}3$ Dynen/cm^2, so erhalten wir für die Wanderungszeit eines Teilchens mit dem Durchmesser d von der Sonne bis zur Erde den Audruck

$$t = \frac{15 \cdot 10^{12}}{\sqrt{\frac{49 \cdot 10^{10}}{d} - 37 \cdot 10^{14}}}\ \text{sek.},$$

aus dem wir auch die Endgeschwindigkeit erhalten können.

Wir wollen diese Formel anwenden, um die Wanderungszeit kugelförmiger Ionen von der Dichte Eins und von drei verschiedenen Durchmessern zu berechnen, nämlich für 1600, 5000 und 10000 Å.-E. Wir finden für diese Zeiten die Werte 25 Stunden 17 Minuten bzw. 55 Stunden 33 Minuten und 112 Stunden 17 Minuten.

Weiter wollen wir annehmen, daß die Ionen nicht vom Ruhezustande ausgehen, sondern von der Sonne mit einer Geschwindigkeit von etwa 200 km/sek. ausgeschleudert werden und weiterhin vom Lichtdruck fortgetrieben werden. Legen wir wieder die oben genannten drei Größen zugrunde, so finden wir für die Ankunftsgeschwindigkeiten an der Erdoberfläche 1900 km/sek., 1000 km/sek. und 550 km/sek., und für die Energien 38 Erg, 325 Erg und 780 Erg für ein Teilchen. Wenn wir jedoch nicht einzelne Ionen betrachten, sondern 1 kg dieses Sonnenstaubes mit den oben genannten Durchmessern, und wenn wir die Energie berechnen, die dieses Kilogramm der Erdatmosphäre zuführt, so erhalten wir die folgenden beachtenswerten Zahlen: Nehmen wir für die Durchmesser der Staubteilchen 1600, bzw. 5000 und 10000 Å.-E. an, so ist die von 1 kg mitgeführte Energie 187×10^{17} Erg $= 700000$ Pferdekraftstunden für die kleinsten Teilchen, 50×10^{17} Erg $= 180000$ Pferdekraftstunden für die mittleren und 15×10^{17} Erg $= 55000$ Pferdekraftstunden für die gröbsten Staubteilchen.

Mithin führt soviel von diesem feinsten Sonnenstaub, wie man in der Tasche tragen kann, dank der gewaltigen Geschwindigkeit, die er unter der Wirkung des Lichtdruckes annimmt, der Erdatmosphäre eine Energiemenge zu, die ausreichend wäre, um einen unserer größten Schlachtkreuzer vierundzwanzig Stunden lang mit voller Geschwindigkeit laufen zu lassen. Die Energie muß in irgendwelcher Weise nutzbar gemacht werden. Die Annahme, daß sie teilweise zur Ionisierung der oberen Atmosphäre verwendet wird, ist nicht unsinnig. Jedenfalls ist dieser Staub selbst elektrisch und bringt Ionen in die Atmosphäre, die hauptsächlich negativ sind. Diese werden wegen ihrer geringen Größe und wegen der negativen elektrischen Ladung der Erde sehr langsam sinken und möglicherweise eine Ursache für eine dauernd negativ elektrische Schicht in den höchsten Schichten der Atmosphäre bilden. Wie Arrhenius in seinem Buche „Die Entstehung der Welten" dargelegt hat, kann man eine solche Theorie aussichtsreich zur Erklärung der Nordlichterscheinungen und der magnetischen Gewitter und ihres Zusammenhanges mit den Sonnenflecken anwenden. Arrhenius hat eine Anzahl von Fällen gesammelt, aus denen hervorgeht, daß zwischen dem Durchgange eines Sonnenfleckens durch

einen zentralen Sonnenmeridian und dem Auftreten einer magnetischen Störung auf der Erde eine Verzögerung von etwa 45 Stunden besteht. Dieser Zeitraum ist von derselben Größenordnung wie die Wanderungszeit durch Licht getriebener Ionen mit einem Durchmesser, der ungefähr gleich der Wellenlänge des gelben Lichtes ist, wenn diese Ionen den Weg von der Sonne zur Erde zurücklegen.

Wenn diese Ausschleuderung von Ionen hauptsächlich von Sonnenfleckengebieten ausgeht und in einer Richtung senkrecht zur Sonnenoberfläche stattfindet, so müssen diese Teilchen, da die Erde auf ihrer Bahn täglich 16000000 Meilen zurücklegt, notwendig nach einem Punkte hin gezielt werden, der beträchtlich weit vor der Erde liegt, damit sie die Erde nach ihrer zweitägigen Wanderung von der Sonne her treffen können. Selbst dann ist es möglich, daß viele Tonnen von diesem elektrischen Sonnenstaube, oder vielleicht Hunderte von Tonnen jährlich auf die Erde treffen. Daher ist es nicht gerechtfertigt, zu behaupten, daß für das Vorhandensein einer dauernd ionisierten Schicht in der oberen Atmosphäre keine wahrscheinliche Ursache vorliege. Wir haben in diesen vom Licht angetriebenen Ionen, die von der Sonne herkommen, eine sehr wahrscheinliche Quelle für die dauernde Ionisation, die wir brauchen, um einige der Erscheinungen zu erklären, die bei der drahtlosen Telegraphie auf große Entfernungen auftreten. Die Vermutungen, die ich in der eingangs erwähnten Vorlesung aussprach, gingen infolgedessen dahin, daß möglicherweise in hohen Schichten der Atmosphäre eine dauernde Ionisation negativen Vorzeichens besteht, welche durch die Ankunft durch Licht getriebener Ionen aus der Sonne in dieser Schicht hervorgerufen wird. Andererseits findet innerhalb dieser Schicht, und vielleicht auch unter ihr, eine Ionisation bei Tage statt, hervorgerufen durch ultraviolettes Sonnenlicht, dessen Wellenlänge nicht größer ist als etwa 1500 bis 1800 Å.-E. Diese letztere Ionisation wird bei Nacht aufgehoben oder stark verringert werden. Schließlich muß jede etwaige Ionisation in tieferen Schichten ihrem Ursprunge nach lichtelektrisch oder radioaktiv sein und kann nicht von eigentlicher Lichtionisation an Gasatomen herrühren.

Immerhin haben wir in diesen drei Ionisationsquellen mögliche Ursachen für die Bildung einer oberen dauernd negativ ionisierten Schicht in der Atmosphäre und einer täglichen durch Licht verursachten Ionisation, die bei Nacht mehr oder weniger verschwindet. Das sind gerade die Bedingungen, die für die Gültigkeit irgendeiner Theorie der Ionenbrechung, wie sie Eccles aufgestellt hat, erforder-

lich sind. Diese Theorie sieht eine Schicht gesteigerter Wellengeschwindigkeit und veränderlicher Dicke vor, die imstande ist, auf aufwärts gesandte radiotelegraphische Strahlen einen umgekehrten Luftspiegelungseffekt auszuüben und sie mit verschiedener Reichweite vom Sender aus wieder der Erde zuzubeugen.

Nach den neuesten mathematischen Untersuchungen von A. E. Love, der die von H. M. Macdonald erhaltenen Ergebnisse bestätigt hat, weist eine ausführliche Behandlung des Problems der Beugung langer elektrischer Wellen um eine Kugel anscheinend darauf hin, daß bei Wellen mit einer Wellenlänge von 20000 Fuß die Beugung allein die Fortpflanzung radiotelegraphischer Wellen bei Tage auf Strecken von 3000 Meilen zu erklären vermag. Mag dies nun der Fall sein oder nicht, vollkommen sicher ist jedenfalls, daß zur Nachtzeit noch ein weiteres Agens am Werke ist. Jenen, welche die auf atmosphärischer Ionisation aufgebauten Theorien verwerfen, liegt es ob, diese durch irgendwelche andere gültige Erklärung für die Unregelmäßigkeiten und die im allgemeinen größere Reichweite der Signalgebung zur Nachtzeit zu ersetzen. Ich persönlich möchte indessen glauben, daß die Möglichkeit der Ionisation durch Sonnenstaub, der vom Lichte getrieben wird, bisher noch nicht genügend berücksichtigt worden ist.

Es ist vollauf klar, daß wir für unsere Kenntnisse von der physikalischen Verfassung der Atmosphäre in Höhen von mehr als etwa 20 Meilen auf indirekte Beweise und auf Deduktionen aus beobachteten Tatsachen angewiesen sein werden. Wenn wir gerichtete Luftleiter anwenden, um elektrische Wellen unter verschiedenen Winkeln nach oben zu senden, und dann beobachten, wo diese hauptsächlich zur Erde zurückkehren, könnten wir vielleicht in der Lage sein, die drahtlose Telegraphie als ein Agens zur Erforschung der Atmosphäre zu verwenden, gerade wie wir einen Scheinwerfer benutzen können, um reflektierende Objekte oder Wolken in den unteren Schichten der Atmosphäre zu entdecken. Aber diese Arbeit muß wie viele derartige während des furchtbaren Kampfes, der jetzt zwischen den Völkern Europas wütet, zurückgestellt bleiben.

(Nach Electrician **75**, 348—350, 1915 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Eingesandt 1. Oktober 1915.

Adresse des Autors: University College Gower Street London W.C.

Referate.

Frederick Schwers, The effect of water vapour in the atmosphere on the propagation of electromagnetic waves. (Die Wirkung von Wasserdampf in der Atmosphäre auf die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen.) Nach dem Sitzungsbericht der Physical Society (London) vom 26. Januar 1917.

Der Verfasser diskutiert den wahrscheinlichen Einfluß von Feuchtigkeit in der Atmosphäre auf die Beugung elektromagnetischer Wellen um die Erdoberfläche. Kiebitz's Schlußfolgerung, daß die Anwesenheit von Feuchtigkeit die Dielektrizitätskonstante nicht um mehr als 10 % beeinflusse, weist der Verfasser als irrtümlich nach, da sie basiert sei auf der Annahme, daß die Clausius-Mossotische Formel $\frac{k-1}{k+2} \cdot \frac{1}{d}$ = konst. für den Übergang vom flüssigen zum gasförmigen Zustand gelte. Durch Beispiele wird gezeigt, daß dieses Gesetz versagt in vielen Fällen, besonders wenn die Dielektrizitätskonstante in Flüssigkeiten hohe Werte hat. In Ermangelung genauer Daten für gewöhnliche Temperaturen zieht der Verfasser die Annahme eines Wertes für die D.K. von Wasserdampf vor, der erhalten wird durch Extrapolierung der Resultate, die Baedeker für hohe Temperaturen erhielt. Der extrapolierte Wert ist sicher meistens zu niedrig.

Aus diesem Resultat und den Durchschnittsbedingungen der Atmosphäre über dem Ozean mit Bezug auf den Temperaturgradienten etc. nach meteorologischen Daten ergibt sich, daß die niedrigsten Schichten der Atmosphäre (etwa 1000—1500 m in Tiefe) die elektromagnetischen Wellen nach der Erde zu beugen, so daß der größere Anteil der Raumwellen den Empfänger erreichen wird, was im Gegensatz steht mit der Schlußfolgerung von Kiebitz.

In einem Einwand von meteorologischen Gesichtspunkten bemerkte C. Chree u. a. folgendes: Wenn die empirische Exponentialformel für Dampfdruck angenommen wird, so variiert der Druck in einer gegebenen Höhe direkt mit dem an der Erdoberfläche und ist so in gemäßigten Breiten viel niedriger im Winter als im Sommer. Als ein fundamentaler Gesichtspunkt ergibt sich also, zu untersuchen, ob die drahtlose Übertragung in gemäßigten Breiten eine ausgesprochene ährliche Schwankung zeigt in Übereinstimmung mit derjenigen des Dampfdruckes an der Erdoberfläche. E.

(Eingesandt 1. März 1917.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Quantitative Messungen über die Stärke der von den deutschen Funkenstationen in Nauen und Eilvese ausgehenden Signale zu Washington

(Quantitative Measurements at Washington on the Signals from the German Radio Stations at Nauen and Eilvese.)

Von **L. W. Austin.**

Seit dem September 1914 ist die Stärke der von Nauen und von Eilvese empfangenen Signale fast täglich im Radiolaboratorium der Marine der Vereinigten Staaten von Nordamerika im Bureau of Standards gemessen worden.

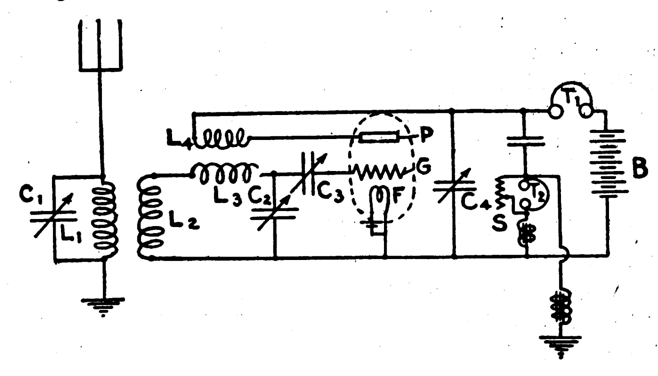


Fig. 1.

Der Luftleiter des Laboratoriums hat eine wirksame Höhe von 30 m. Er ist oben abgeflacht, 450 Fuß[1]) lang, und besitzt zwei etwa 2 m voneinander entfernte Drähte, die am einen Ende 59 m und am anderen 17 m hoch sind. Sein Widerstand ist bei den größeren Wellenlängen beträchtlich geringer als jener der bisher benutzten.

Die für den Empfang benutzten Schwingungskreise sind in Fig. 1 dargestellt. Als Detektor dient das Audion von de Forest mit einer besonderen Koppelung $L_3 L_4$ zur Erzeugung örtlicher Schwingungen. Der Stromfluß im Audion ist natürlich unbeständig, wie im Poulsenschen Lichtbogen. Diese Unbeständigkeit strebt dahin, Schwin-

1) 135 m (d. Übers.).

gungen zu erzeugen, deren Periode durch den Schwingungskreis $L_2 L_3 C_2$ bestimmt ist. Diese Schwingungen werden in dem Kreise $P C_4 F$ verstärkt, und diese verstärkte Energie wird durch die Koppelung $L_3 L_4$ dem Kreise $L_2 L_3 C_2$ wieder zugeführt und erhält so die ursprünglichen Schwingungen aufrecht, die andernfalls das Bestreben haben, auszusetzen.

Beim Empfang von Signalen solcher Stationen, die mit Hochfrequenzmaschinen oder Bogen arbeiten, wird der Audionkreis des Empfängers so eingestellt, daß die örtlichen Schwingungen des Audions ein wenig gegen die ankommenden Schwingungen verstimmt sind. Die Vereinigung der beiden Schwingungsgruppen erzeugt Schwebungen von einer Frequenz, die in den Empfangshörern wahrgenommen werden kann. Die Tonhöhe dieser Schwebungen kann man durch Regelung des Betrages der Verstimmung nach Belieben einstellen.

Die Signalstärke wird nach dem Verfahren des kurzgeschlossenen Telephons gemessen; dabei wird parallel zu den Telephonen T_2 des Audions ein induktionsfreier Nebenschluß s gelegt und so lange verringert, bis die Signale gerade noch hörbar bleiben. Ist I der Wert der Stromstöße in den Telephonen ohne Nebenschluß und I_0 die gerade noch hörbare Stromstärke, so ist

$$I / I_0 = (t + s) / s$$

wo t der Effektivwiderstand des Telephons für die gegebene Frequenz der Schwebungen und s der Widerstand des Nebenschlusses ist, der die Signale gerade noch zu hören gestattet. Das Verhältnis I / I_0 wird als „Hörbarkeit des Signals“ bezeichnet. Wie durch an anderer Stelle [1]) beschriebene Versuche nachgewiesen worden ist, ist die Hörbarkeit im schwingenden Audion der Stromstärke im Empfangsluftleiter proportional, und nicht, wie im elektrolytischen Detektor, im Detektor mit Kristallkontakt und im nicht schwingenden Audion, proportional dem Quadrate der Stromstärke.

Geeicht wird das schwingende Audion zum Zwecke quantitativer Messungen durch Vergleichung der Hörbarkeit eines gegebenen Signals mit dem Ausschlag, den dasselbe Signal an einem mit einem Siliziumdetektor verbundenen Galvanometer hervorbringt. [2]) Das Audion und

1) Journ. Wash., Acad. 6, 81, 1916.

2) Wegen atmosphärischer Störungen wird diese Eichung an einem künstlichen Luftleiter vorgenommen, der dieselben Konstanten hat wie der tatsächliche; dabei werden die Signale durch ein zweites schwingendes Audion im Laboratorium erzeugt.



der Siliziumdetektor können durch einen Umschalter abwechselnd mit dem Sekundärkreise verbunden werden. Dabei werden der Schwingungskreis und die Koppelung in jedem Einzelfalle auf die größte Wirkung eingestellt. Unmittelbar vor jedem Versuche wird der Siliziumdetektor durch Vergleichung mit einem Thermoelement im künstlichen Luftleiter geeicht. Es hat sich herausgestellt, daß bei richtiger Einstellung der Schwingungskreise für jede einzelne Röhre alle de Forestschen Röhren, sofern sie nicht offensichtlich unvollkommen sind, nahezu dieselbe Empfindlichkeit ergeben. Diese Empfindlichkeit ändert sich indessen bei geringen Veränderungen der Einstellung sehr stark; es ist deshalb für Meßzwecke wichtig, die Einstellung genau in derselben Weise vorzunehmen. Eins der zuverlässigsten Verfahren besteht darin, den Luftleiter und die geschlossenen Schwingungskreise bei loser Koppelung abzustimmen, und dann, während man den Luftleiter unverändert läßt, den Sekundärkreis einzuschalten und ihn wieder bei der besten Koppelung nachzustimmen. Bei Verwendung Baldwinscher Telephone von 2000 Ohm Gleichstromwiderstand und einer Empfindlichkeit von 5×10^{-10} Amp. bei 1000 Perioden für normale Ohren stellt das schwächste hörbare Signal eine Energie von ungefähr $1{,}5 \times 10^{-15}$ Watt im Empfangssystem dar. Die Hörbarkeit wächst wie die Quadratwurzel aus der aufgenommenen Energiemenge. Die richtige Einstellung der Hauptkoppelung scheint die Empfindlichkeit innerhalb weiter Grenzen vom Widerstand des Sekundärkreises und von der Wellenlänge praktisch unabhängig zu machen.

Die Ergebnisse der an den von Nauen und von Eilvese kommenden Signalen vom 1. Januar bis zum 1. Juli 1916 angestellten Messungen sind in den Kurven der Fig. 2 dargestellt. Die früheren Beobachtungen sind nicht mit aufgeführt, da sie nämlich infolge von Veränderungen in den Beobachtungsverfahren als mit den späteren nicht recht vergleichbar erachtet werden.

Das Auffallendste an diesen Kurven ist ihre merkwürdige Veränderlichkeit; schwankt doch die empfangene Stromstärke zwischen 1×10^{-7} und 80×10^{-7} Amp., d. h. zwischen einer Hörbarkeit von etwa 25 und einer solchen von mehr als 2000 bei dem benutzten Einstellungsverfahren. Die Ursache dieser Veränderlichkeit ist nicht völlig klar. Gelegentlich einiger früherer Versuche[1]) wurde die Ansicht geäußert, daß die Änderungen wahrscheinlich, wenigstens bis zu einem beträchtlichen Grade, auf Beobachtungsfehlern beruhten; es

1) Bull. Bur. Stand. 7, 315, 1911.

scheint aber nunmehr ziemlich sicher zu sein, daß unter normalen Verhältnissen hinsichtlich der atmosphärischen Störungen die Beobachtungsfehlergrenzen 20 bis 30 v. H. betragen, während in außergewöhnlichen Fällen die Grenze für die Fehler das Verhältnis 2 : 1 erreichen mag; das reicht aber für die Erklärung dieser großen Änderungen in der beobachteten Stromstärke bei weitem nicht aus.

Ich glaube nunmehr, daß die Änderung der Stromstärke zum größten Teile von einer unregelmäßigen Reflexion oder möglicherweise einer Brechung in den oberen Lagen der Atmosphäre herrührt, welche der Empfangsstation Energie zuführt außer jener, die dicht an der Erdoberfläche entlang wandert. Es ist ferner wahrscheinlich, daß infolge der Ionisation der Atmosphäre eine Absorption von gewissem Betrage stattfindet. Marconi hat festgestellt. daß die Signale zwischen Glace Bay und Clifden in Irland schwächer sind, wenn zwischen den Stationen Gebiete ausgesprochen niedrigen Barometerstandes liegen, und die vorliegende Arbeit scheint bis zu einem gewissen Grade seine Behauptungen zu stützen. Es scheint einiger Grund für die Annahme zu bestehen, daß solche Gebiete, in denen ausgesprochene atmosphärische Störungen bestehen, auch Gebiete der Absorption sein können.

Sommerfeld und seine Schüler[1]) haben eine Theorie für das Fortschreiten von Wellen über eine gut leitende Fläche, wie Salzwasser, entwickelt, die sich näherungsweise durch folgende Formel ausdrücken läßt:

$$I_R = 377 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d R} \cdot e^{-\frac{0{,}0019 \cdot d}{\sqrt[3]{\lambda}}} \quad (1)$$

In dieser Formel ist I_R die Stromstärke im Empfangsluftleiter und I_s die Stromstärke im Senderluftleiter; h_1 bzw. h_2 sind die Höhen der Mitten der Kapazität im Sender- und im Empfangsluftleiter, λ ist die Wellenlänge, d die Entfernung und R der Widerstand des Empfangssystems. Die Stromstärken werden in Ampere und die Längen in Kilometern ausgedrückt. Das erste Glied dieser Gleichung ist aus der Hertzschen Theorie abgeleitet. Das Exponentialglied stellt den Intentitätsabfall dar, der dadurch entsteht, daß die Wellen der Krümmung der Erde nicht folgen. Die Gleichung (1) berücksichtigt nicht die Möglichkeit, daß ein Teil dieser verlorenen Energie aus der oberen Atmosphäre zurückkehrt, und es ist wahrscheinlich, daß diese Glei-

---

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) 28, 665, 1900; ferner H. March, a. a. O. 37, 29, 1912; W. von Rybczynski, a. a. O. 41, 191, 1913; J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie 3, 294.

chung für die Signale an den schlechtesten Tagen ziemlich richtig ist. Die seitens der Marine der Vereinigten Staaten benutzte Formel für die empfangene Stromstärke macht von demselben Hertzschen Gliede Gebrauch wie die Gleichung (1), verwendet aber ein Exponentialglied des auf Grund der in den Jahren 1909 und 1910 zwischen Brant Rock und den Kreuzern „Salem" und „Birmingham" angestellten Versuche auf lange Strecken[1]) empirisch abgeleitet worden ist. Die Formel der Marine lautet:

$$I_R = 377 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d R} \cdot e^{-\frac{0{,}0015 \cdot d}{\sqrt{\lambda}}} \qquad (2)$$

Diese Formel sollte den Durchschnittswert der Stromstärke darstellen, die bei Tage über Salzwasser empfangen wird, und scheint, soweit sich dies mit Sicherheit bestimmen läßt, gute Ergebnisse zu liefern, welche innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen, wenigstens bis zu 3600 Seemeilen, richtig sind.

Die in den Kurven der Fig. 2 wiedergegebenen Beobachtungen wurden im allgemeinen in den Stunden zwischen 9 und 11 Uhr vormittags Washingtoner Zeit vorgenommen und stellen somit die Signale dar, die von Deutschland nach Amerika gesandt wurden, während auf der ganzen Bahn der Signale Tageslicht herrschte. Nach Sonnenuntergang in Deutschland — also wenn die Bahn der Signale zum Teil im Dunkeln und zum Teil im Tageslicht liegt — ist die Empfangsstärke häufig sehr verringert, gleich als fände eine Zurückwerfung an der Schattenwand statt.

Einige ganz wenige Beobachtungen sind während der Stunden angestellt worden, in denen die ganze Bahn der Signale im Dunkeln liegt, aber diese Beobachtungen deuten darauf hin, daß die Änderung zwischen Tag und Nacht bei diesen Wellenlängen nicht größer ist als die an verschiedenen Tagen beobachtete.[2])

Die Mittelwerte aus den beobachteten empfangenen Stromstärken für die einzelnen Monate sind in der nachstehenden Tabelle angegeben, ebenso die Werte, die nach der Sommerfeldschen Formel und nach der Formel der Marine berechnet worden sind.

1) Bull. Bur. Stand. 7, 35, 1911; Reprint 159. — 11, 69, 1914; Repint 326.

2) Die bekannte Zunahme der Stärke bei nächtlichen Signalen ist eine Funktion sowohl der Wellenlänge als auch der Entfernung. Bei Wellenlängen von 10000 und 12000 Metern wird sich wahrscheinlich eine deutliche Verstärkung bei Nacht in einer Entfernung von rund 5000 Meilen zu zeigen beginnen.



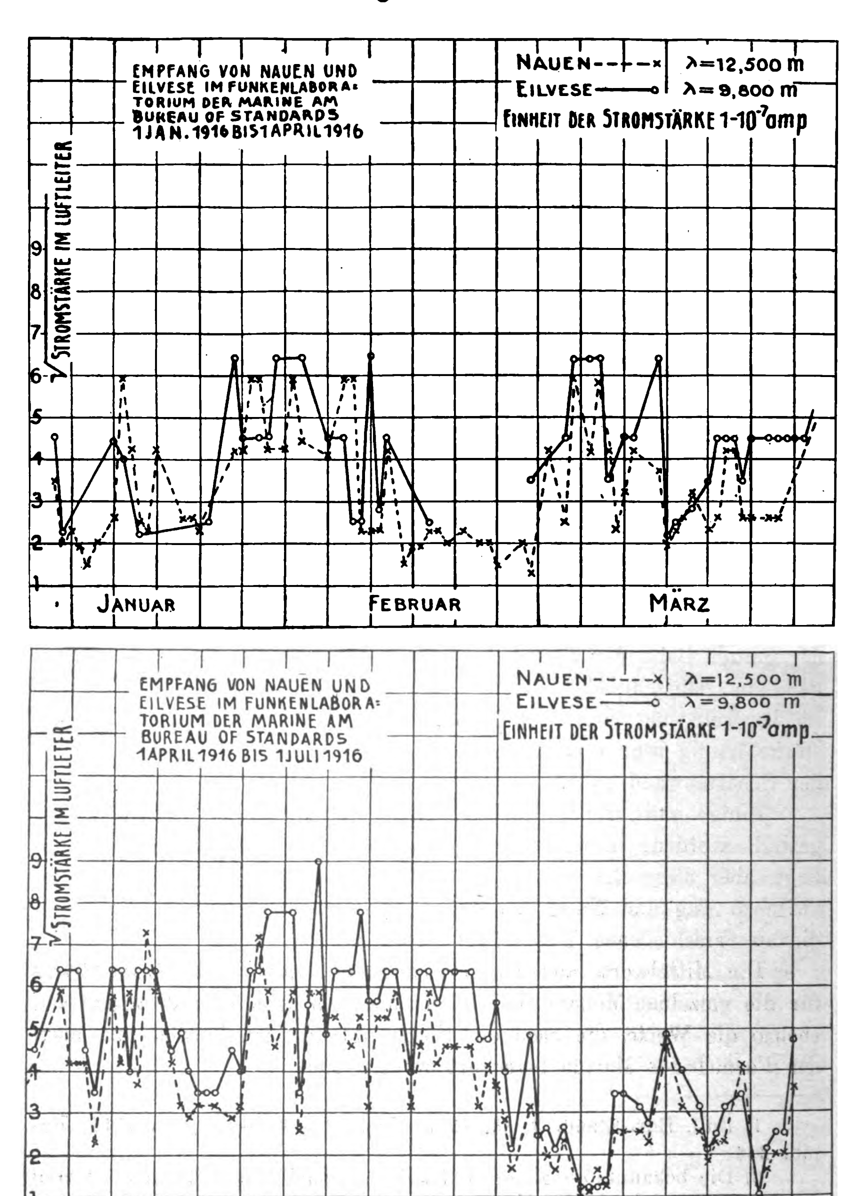

EMPFANG VON NAUEN UND EILVESE IM FUNKENLABORATORIUM DER MARINE AM BUREAU OF STANDARDS 1 JAN. 1916 BIS 1 APRIL 1916
NAUEN ----× λ=12,500 m
EILVESE ——○ λ=9,800 m
EINHEIT DER STROMSTÄRKE 1·10⁻⁷ amp
√STROMSTÄRKE IM LUFTLEITER
JANUAR
FEBRUAR
MÄRZ
EMPFANG VON NAUEN UND EILVESE IM FUNKENLABORATORIUM DER MARINE AM BUREAU OF STANDARDS 1 APRIL 1916 BIS 1 JULI 1916
NAUEN -----× λ=12,500 m
EILVESE ——○ λ=9,800 m
EINHEIT DER STROMSTÄRKE 1·10⁻⁷ amp
√STROMSTÄRKE IM LUFTLEITER
APRIL
MAI
JUNI

Fig. 2.

Wie man sieht, sind die aus der theoretischen Formel berechneten Stromstärken kleiner als ein Zehntel der beobachteten Mittelwerte; vergleicht man jedoch die Quadratwurzeln aus den theoretischen Werten der Stromstärke mit den beobachteten Kurven, so findet man, daß einige der tiefsten Punkte recht gut übereinstimmen. Die von H. M. Macdonald[1]) entwickelte Formel würde anscheinend noch kleinere Werte liefern als die Gleichung (1).

Die Tabelle lehrt, daß die Signale im April und Mai noch stärker waren als während des Winters, und daß auf die Periode starker Signale ein sehr entschiedener Abfall im Juni folgte. Diese Änderungen mit der Jahreszeit stehen ebenso wie die in Fig. 2 dargestellten täglichen Änderungen nahezu sicher mit atmosphärischen Änderungen im Zusammenhang, aber diese treten möglicherweise in sehr erheblichem Maße in Höhen auf, die oberhalb des gewöhnlichen Bereiches meteorologischer Beobachtungen liegen. Möglicherweise hängt die Abnahme der Stärke im Frühsommer mit der südwärts gerichteten Bewegung des Gebietes niedrigen Luftdruckes über dem Nordatlantischen Ozean zusammen. Bekanntlich eilen die Änderungen mit der Jahreszeit in großen Höhen den entsprechenden Änderungen an der Erdoberfläche nach.[2]) So interessant das Studium dieser Beziehungen ist, muß es doch zurückgestellt werden, bis wir über mehr Beobachtungsmaterial verfügen.

Monatliche Mittelwerte für die Stärke der empfangenen Ströme in Ampere nach den Beobachtungen

1916	Signale aus Nauen	Signale aus Eilvese
Januar	$13{,}2 \times 10^{-7}$	$19{,}5 \times 10^{-7}$
Februar	10,4	18,2
März	12,6	20,8
April	22,4	29,0
Mai	21,6	33,8
Juni	6,2	8,5
Hauptmittel	$14{,}4 \times 10^{-7}$	$21{,}6 \times 10^{-7}$
Berechnet nach Gleichung (1)	$0{,}95 \times 10^{-7}$	$1{,}91 \times 10^{-7}$
Berechnet nach Gleichung (2)	14,3	22,2

1) Siehe Eccles, Wireless Telegraphy, 1916, S. 161.

2) S. W. R. Blair, Bulletin of the Mt. Weather Observatory, U. S. Weather Bureau 6, (4), 179, 1914.

Daten für die Berechnung

	I_3 in Amp.	h_1 in m	h_2 in m	d in km	λ in m	R in Ohm	$e^{-\frac{0,0019\,d}{\sqrt[3]{\lambda}}}$	$e^{-\frac{0,0015\,d}{\sqrt{\lambda}}}$
Nauen	150[1])	150	30	6650	12500	124	0,0039	0,058
Eilvese	150[1])	150	30	6100	9800	93	0,0045	0,052

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

1) Nach den Angaben aus dem Jahre 1914.

(Eingesandt 25. Januar 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Ikle, Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistr. 31.

Wir entnehmen der „Norddeutschen Allgemeinen Zeitung", Nr. 324 vom 22. November 1916 folgenden Artikel:

Funkspruchverkehr mit dem Auslande.[1])

Um die stärkste Waffe seiner Kriegführung, die Verleumdung des Gegners und die Irreführung der Neutralen, möglichst nachdrücklich und ungestört zur Geltung bringen zu können, hat England, unser Hauptfeind, gleich mit Kriegsausbruch unsere überseeischen Kabelverbindungen unterbrochen. Die so zunächst erzielte Abschließung Deutschlands von den außereuropäischen neutralen Ländern benutzte es, um durch Vermittlung des in allen Ränken und Intrigen seit langen Jahren geübten Reuterschen Bureaus Stimmung gegen Deutschland zu machen. Deutschland wurde als Friedensstörer bezeichnet; erfundene Nachrichten über die Grausamkeit seiner Kriegführung wurden nach allen Teilen der Welt gekabelt; die Abschließung

1) Wir empfehlen als ergänzende Lektüre die kleine Schrift von Dr. Richard Hennig: „Die drahtlose Telegraphie im überseeischen Nachrichtenverkehr während des Krieges" (Heft 112 der Sammlung Volkstümliche Vorträge „Meereskunde", Verlag Ernst Siegfried Mittler u. Sohn, Berlin). Wir machen jedoch darauf aufmerksam, daß die Bemerkung von Dr. Hennig, die Funkenstationen wären zu nahe der Küste errichtet, unrichtig ist. E.

Deutschlands wurde schließlich auch in wirtschaftlicher Beziehung zum Vorteile Englands ausgebeutet.

Das einzige Mittel, um von uns aus den englischen Lügen und Machenschaften entgegenzutreten, blieb der Funkspruch. Wohl bestanden bereits in Deutschland zwei Großfunkspruchstellen, Nauen und Eilvese, beide aber waren über ihre ersten Versuche im Verkehr auf große Entfernungen noch nicht hinausgekommen. Daher war es in den ersten Monaten des Krieges nur möglich, wenige hundert Worte mit zahlreichen Unterbrechungen an die amerikanischen Funkspruchstellen Sayville und Tuckerton hinüberzubringen, und diese wenigen Worte mußten naturgemäß vornehmlich der Richtigstellung englischer Behauptungen dienen. Immerhin aber konnten unseren heldenmütigen Kämpfern in Deutsch-Südwest, Kamerun und Ostafrika doch schon auf diese Weise die zahlreichen ruhmvollen Siege und Taten ihrer Brüder in der Heimat übermittelt werden. Leider war es dagegen nicht möglich, auch von ihnen Nachrichten zu erhalten.

In der Erkenntnis, daß die Wiederherstellung der Verbindung mit Übersee von größter politischer und wirtschaftlicher Bedeutung sei, haben sich die zuständigen Militär- und Zivilbehörden im Verein mit den leitenden Persönlichkeiten der drahtlosen Technik in rastloser und unermüdlicher Arbeit bemüht, den uns gebliebenen Weg zur Nachrichtenübermittlung für die steigenden Bedürfnisse auszubauen. Bereits in den Wintermonaten des Jahres 1914 konnten vereinzelt Geschäftstelegramme zur Beförderung angenommen werden. Der Winter 1915 sah eine wesentliche Steigerung des Privat- und Geschäftsverkehrs, so daß die hierfür gültigen Bestimmungen in feste Formen gebracht werden konnten. Natürlich legten die besonderen Eigenschaften des Funkspruchs der Zulassung der Öffentlichkeit gewisse Beschränkungen auf, wenn anders nicht das Reich durch Mißbrauch der Einrichtung durch einzelne schweren Nachteil erleiden sollte. Die erwähnten Bestimmungen, die der Öffentlichkeit die Benutzung des Funkspruchs freigaben, sehen in ihren Grundzügen etwa folgendes vor:

1. Die Auflieferung der Telegramme hat bei der zuständigen Handelskammer zu erfolgen, welche die Telegramme an die zuständige Stelle zur Weiterbeförderung abgibt. Um einem Mißbrauch möglichst vorzubeugen, soll hierbei der Aufgeber seine Telegramme persönlich bei der Handelskammer abgeben.

2. Die Abfassung des Telegramminhalts muß in offener deutscher oder englischer Sprache erfolgen und ohne weiteres klar verständlich sein.

3. Die Adresse soll, um alle Weiterungen auszuschließen, mindestens 4 Worte und die Unterschrift mindestens 2 Worte enthalten.

So unbequem manchem auch diese Bestimmungen erscheinen mögen, so ließen sie sich doch aus dem bereits erwähnten Grunde nicht vermeiden. Auf dem Wege über die Deutschland mit Amerika verbindenden Funkspruchlinien können nun Telegramme nach allen Teilen der Welt, mit denen die Vereinigten Staaten von Amerika durch Kabel oder eigene Funkspruchlinien verbunden sind, aufgeliefert werden. Die Gebühren halten sich in verhältnismäßig beschränkten Grenzen, wenn sie auch naturgemäß höher als die im Frieden auf dem Kabel bezahlten sind.

Im Frühjahr 1916 gelang es, neben den beiden bereits erwähnten Funkspruchlinien eine weitere Linie nach Spanien verfügbar zu machen. Auf diese Weise konnten nach langen Monaten der Ungewißheit zum ersten Male die in Spanien internierten Kamerunkämpfer mit ihren Angehörigen daheim Nachrichten austauschen. Auch diese Linie hat mittlerweise eine so erhebliche Erweiterung erfahren, daß jetzt allen Anforderungen entsprochen werden kann.

Der Winter 1916 zeigt eine weitere Erhöhung der Leistungsfähigkeit der Funkspruchlinie nach Amerika. So wurden beispielsweise im Monat Oktober mehr als 300000 Worte mit den amerikanischen Gegenfunkspruchstellen ausgetauscht, und diese Wortzahl läßt sich nötigenfalls noch erheblich vergrößern. Diese Steigerung der Leistungsfähigkeit gründet sich auf eine Reihe technischer Verbesserungen, die zum Teil erst während des Krieges ausgeprobt und für den praktischen Gebrauch fertiggestellt werden mußten. Die nächsten Monate sollen noch weitere Vergrößerungen und Verbesserungen an den Einrichtungen unserer Großfunkspruchstellen bringen. Es darf aber auch nicht vergessen werden, daß insbesondere unsere obersten militärischen Behörden (die oberste Leitung des ganzen Betriebes liegt in den Händen des Admiralstabes der Marine) sich ein ganz besonderes Verdienst durch die Zurückstellung aller entgegenstehenden Bedenken bei der Freigabe des Funkspruchverkehrs mit dem neutralen Auslande, durch das Hinwirken auf eine weitere Steigerung dieses öffentlichen Verkehrs erworben haben.

Die Klagen fremder Berichterstatter, die bisher gezwungen waren, die englischen Kabel zu benutzen, und deren Berichte durch den englischen Zensor nur allzuoft eine dem deutschen Interesse schädliche Kürzung oder Änderung erfuhren, sind beseitigt, seitdem auch ihnen

die Benutzung der Funkspruchlinien im weitesten Umfange freigestellt werden konnte.

Von welchem Werte die Leistungssteigerung unserer überseeischen Funkentelegraphie ist, mag daraus entnommen werden, daß die Berichte unserer Obersten Heeresleitung und der Seekriegsleitung, sowie die Reden unserer Staatsmänner oder sonstige besondere Ereignisse in den großen Tageszeitungen der Vereinigten Staaten von Amerika zu gleicher Zeit wie in den deutschen Zeitungen erscheinen und damit allen englischen Verdunkelungs- und Verdrehungsversuchen zuvorgekommen wird. Eine sinnreiche und umfassende Organisation sorgt dafür, daß diese Berichte sofort bis in die kleinsten Staaten Südamerikas und bis in das ferne Ostasien weitergehen. So wird dem Auslandsdeutschen die Siegeszuversicht erhalten und den neutrnlen Staaten die Wahrheit über die Verhältnisse und Zustände bei den Mittelmächten klargelegt, die sie in der Flut englischer Lügennachrichten nicht zu erkennen vermöchten.

Dank der Funkentelegraphie wird an der Sonne der Wahrheit englischer und welscher Trug zuschanden werden und dahinschmelzen wie vor unseren Waffen das Völkeraufgebot fast der ganzen Welt.

E.

Drahtlose Telegraphie auf Flugzeugen.

Durch die gesamte deutsche Tagespresse ging Ende Februar ein offenbar von der deutschen Militärbehörde selbst inspirierter Artikel „Bei unseren Fliegern in Döberitz", der folgende unsere Leser besonders interessierende Angaben enthielt:

Vor dem Kriege haben selbst die weitblickendsten Fachleute nicht die Entwickelung des Flugwesens und der mit ihm verknüpften Möglichkeiten vorausgesehen, die dann in den 30 Monaten des Krieges eingetreten ist und offenbar noch weiter bevorsteht. Diese Entwickelung hat Fortschritte von kaum abmeßbarer Ausdehnung bewirkt. Der Betrachter findet kaum Worte für sein Erstaunen und seine Bewunderung, wenn er unser jüngstes, mit den erlesensten kriegstechnischen Hilfsmitteln ausgestattetes Flugzeug mit einem der Apparate vergleicht, mit denen seinerzeit unsere ersten Flieger aufstiegen. So sind die alte Taube und der erste Fokker aus dem Kriegsdienst verschwunden. Die erste Aufgabe war, das Flugzeug dauerhafter, widerstandsfähiger und

leistungsfähiger zu machen. Diese Aufgabe wird in immer vollkommenerem Maße gelöst. An Stelle des alten Drahtgewirrs sind meistenteils feste Versteifungen getreten; Flügel, Steuer usw. sind kräftiger geworden, so daß die Stabilität des Flugzeuges bedeutend gesteigert ist. Ähnlich ist die Tragfähigkeit der Apparate gewachsen. Bomben, Maschinengewehre, Beobachtungsapparate, Kameras, Filmkasten tragen die Kriegsflugzeuge von heute außer dem Flieger und Beobachter weit über die feindlichen Linien. Entsprechend ist naturgemäß die Größe und Ausdehnung der Apparate gestiegen. Die Zahl der erreichten Ausmaße zu nennen, verbietet sich unter den jetzigen Umständen; der Leser muß sich mit der Versicherung begnügen, daß die deutsche Technik hier Wunder wirklich zu machen verstanden hat. Ist durch diese technische Verbesserung die Sicherheit und Dauerfähigkeit der Flugzeuge gestiegen und durch ihre Vergrößerung ihre Tragfähigkeit, so ist demgegenüber auch ihre Schnelligkeit und Flugkraft nicht zurückgeblieben, sondern hat mit den erwähnten Entwickelungen mindestens gleichen Schritt gehalten. Die Entwickelung des Luftkrieges hat es nun mit sich gebracht, daß die weiteren Hilfsmittel, die für die eigentliche Kriegstätigkeit in den Lüften notwendig sind, auch vervollkommnet werden mußten. In erster Linie stehen die Mittel zur Verständigung. Der Flieger von einst war darauf angewiesen, das von ihm in der Luft Beobachtete entweder erst nach seiner Rückkehr den zuständigen Stellen, den infanteristischen bzw. artilleristischen Truppenkörpern mündlich mitzuteilen, oder man war auf Flaggen- und Leuchtsignale beschränkt. Heute sind wir so weit, daß wir jeden Apparat mit einer eigenen drahtlosen Station ausstatten können, die Drahtungen über 50, ja bis zu 300 km ermöglicht. Dabei ist mühelos die Verständigung vom Flieger zu der eigenen Frontstelle möglich, während umgekehrt die Verständigung[1]) von der Frontstelle zum Flieger infolge des Geräusches auf dem Flugzeuge noch seine Schwierigkeiten hat, deren vollständige Überwindung indessen wohl auch noch nur eine Frage der Zeit ist. Dann wird sich auch eine noch bessere Verständigung der Flieger und Fliegergeschwader untereinander ermöglichen, obschon auch für diese Zwecke vieles erreicht wurde. — Hierbei sei auch die „Zentralheizung" der Flugzeuge kurz gestreift. Mit Hilfe der elektrischen Quellen des Flugzeuges

1) Vielversprechende Versuche unter Benutzung der neuen Telefunkenverstärker (Gasrelais) werden auch gerade von der Flugzeugabteilung der Schweiz. Armee gemacht. E

werden eigens für diesen Zweck angefertigte Fliegermäntel durchwärmt — ähnlich wie es beim elektrischen Ofen geschieht, so daß die eisigen Wintertemperaturen, die in mehreren 1000 Meter Höhe bis zu — 40 Grad beobachtet wurden, nicht die jeden Nerv anspannende Arbeit eines Fliegers beeinträchtigen. E.

(Eingesandt 15. März 1917.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Die britische Patentschrift 7151 vom Jahre 1913 der British Thomson-Houston Company Ltd. in London betrifft Anordnungen zum Regeln und Beeinflussen der Amplitude bzw. der Leistung von Hochfrequenzströmen, und zwar sollen diese Anordnungen sowohl zur Erzeugung von Tonfrequenzen als auch für die Zwecke der drahtlosen

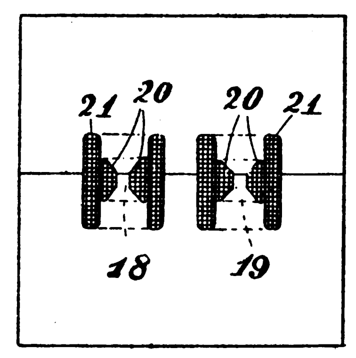


Fig. 1.

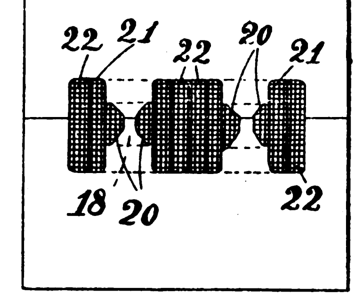


Fig. 2.

Telephonie benutzt werden. Es wird davon ausgegangen, daß es bereits bekannt war, Hochfrequenzströme mit Hilfe eingeschalteter Drosselspulen zu regeln, deren Reaktanz mit Hilfe einer zweiten Spule, die mit Gleichstrom erregt wird, geändert werden kann. Dieses Verfahren hat aber den Nachteil, daß in der Gleichstromspule Hochfrequenzströme induziert werden. Dieser Nachteil soll nach der genannten Patentschrift dadurch vermieden werden, daß zwei Drosselspulen in Serie geschaltet werden und diese der magnetisierenden Wirkung des Regelungsstromes unterworfen werden, wobei aber die Magnetisierungs-

wirkung des Regelungsstromes in der einen Drosselspule derjenigen der anderen Spule entgegengesetzt gerichtet sein soll. Der Regelungsstrom kann dabei je nach dem besonderen Falle Wechselstrom von niedrigerer Frequenz (Tonfrequenz) oder auch Gleichstrom sein.

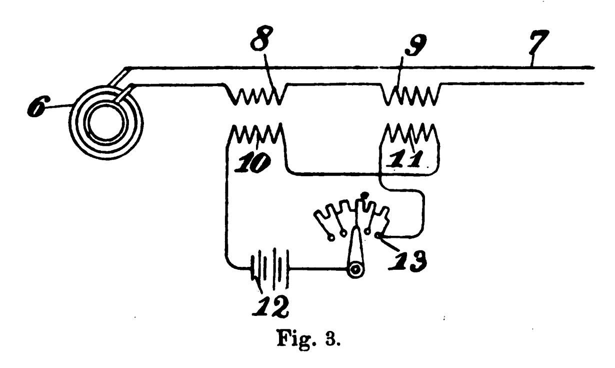


Fig. 3.

Fig. 1 und 2 zeigen solche Anordnungen in teilweisem Schnitt, während Fig. 3 die Schaltung an sich darstellt. Fig. 4 ist eine schematische Darstellung der Anordnung für den Fall der Anwendung auf

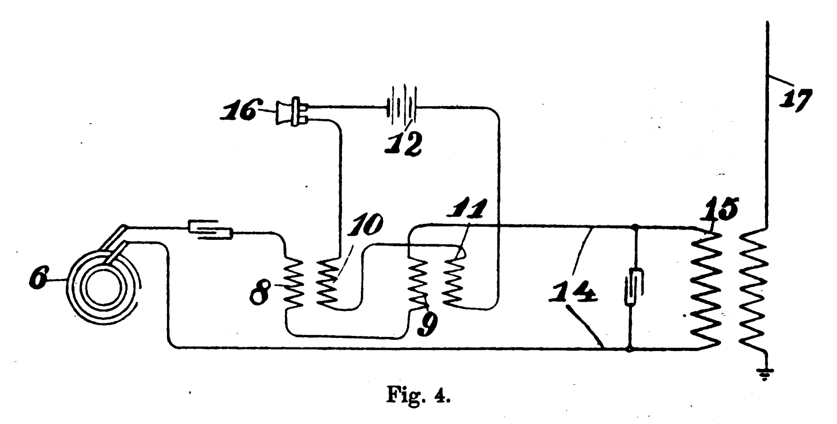


Fig. 4.

drahtlose Telephonie und Fig. 5 für den Fall der Erzeugung von Tonfrequenzen. In Fig. 3 ist 6 der Hochfrequensgenerator, der das Netz 7 speist. Zwei Drosselspulen 8 und 9 liegen in diesem Netz in Hintereinanderschaltung und sie wirken zusammen mit den Spulen 10 und 11. Diese Spulen 10 und 11 sind gegeneinander geschaltet und werden aus einer Stromquelle, in Fig. 3 beispielsweise aus einer Batterie 12, gespeist. Infolge dieser Anordnung ist die magnetisierende Wirkung

des in die Spule 10 fließenden Stromes auf die Spule 8 entgegengerichtet der Wirkung des in der Spule 11 fließenden Stromes auf die Spule 9. Da die Spulen 10 und 11 einander entgegengeschaltet sind, so sind die in 10 und 11 induzierten Spannungen entgegengerichtet, und wenn die Spulen entsprechend dimensioniert sind, ist die resultierende Induktionswirkung Null. Die Gesamtinduktanz der Spulen 8 und 9 ändert sich dabei proportional dem Magnetisierungsstrom in den Spulen 10 und 11. Da die Spulen 10 und 11 gegeneinander geschaltet sind, muß die Gesamtinduktanz der Spulen 8 und 9 im Hochfrequenzkreise 7 für beide Stromrichtungen gleichgroß sein. Durch

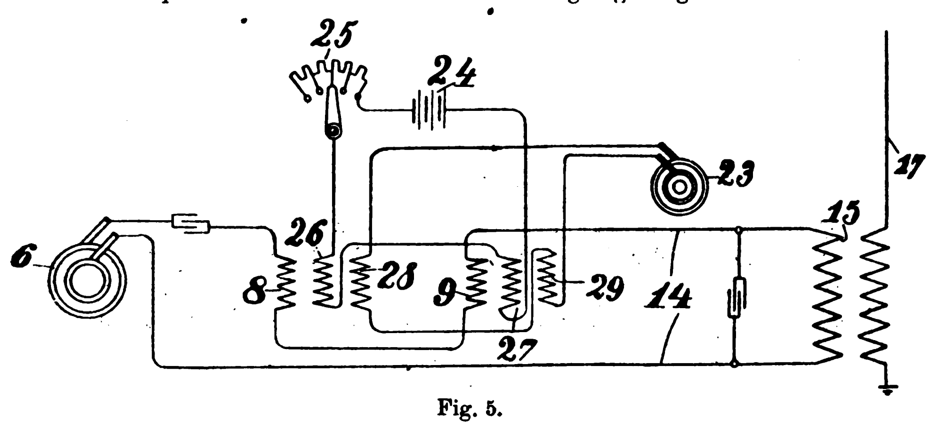


Fig. 5.

den regelbaren Widerstand 13 kann man dann eine beliebige Regelungswirkung auf den Hochfrequenzstrom ausüben. Fig. 4 zeigt die Anwendung auf drahtlose Telephonie, wobei durch das Mikrophon 16 der Steuerungsstrom entsprechend den zu übertragenden Sprachschwingungen geändert wird. 14, 15 und 17 stellen die Hochfrequenzkreise und die Antenne dar. In Fig. 5 ist die Anordnung in Anwendung auf die Übertragung von Hochfrequenzschwingungen von Tonfrequenz dargestellt, wobei 23 ein Wechselstromgenerator von dieser Tonfrequenz ist, dessen Strom durch die Spulen 28 und 29 geleitet wird, während die aus der Batterie 24 gespeisten Spulen 26 und 27 eine konstante Grundmagnetisierung liefern. In Fig. 1 und 2 endlich ist die Konstruktion der Spulen besonders dargestellt und zwar besitzen die Spulen zwei magnetisierbare Kerne 18 und 19 aus lamelliertem Eisen, die Spulen 20 für den Regelungsstrom und den Spulen 21 für den Hochfrequenzstrom, sowie die Spulen 22 in Fig. 2 für den Fall der Fig. 5 für den Tonfrequenzstrom.

Die Compagnie Générale Radiotelegraphique beschreibt in der französischen Patentschrift 444356 und in der Zusatzpatentschrift 16369/444356 Anordnungen zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen. Sie geht davon aus, daß die in Fig. 6 dargestellte bekannte Anordnung, bei der eine Wechselstrommaschine *A* (oder ein Transformator, der von einem Wechselstrom oder von unterbrochenem Gleichstrom

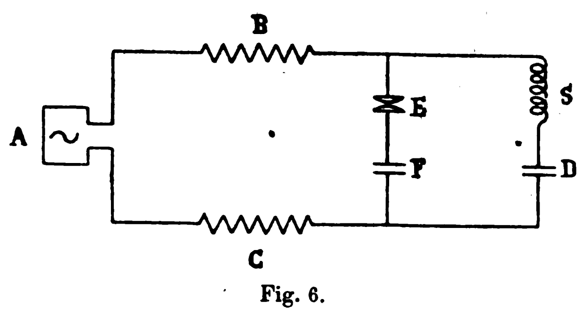


Fig. 6.

gespeist wird) einen Schwingungskreis mit der Selbstinduktion *S*, der Kapazität *D* und der Funkenstrecke *E* über Regelungswiderstände bzw. Drosselspulen *BC* speist, im allgemeinen keine reinen Funken und keine sauberen Schwingungen liefert, daß sich vielmehr im allgemeinen

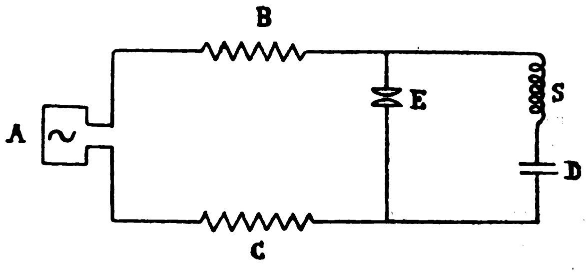


Fig. 7.

eine Art Lichtbogen zwischen den Elektroden der Funkenstrecke *E* bildet, der unnütz Energie absorbiert und die Elektroden erhitzt. Zur Behebung dieses Nachteils hat man bisher entweder Resonanzladung des Speisekreises, oder Kühlung der Elektroden oder des Funkens selbst, oder synchron mit dem Speisewechselstrom erfolgende Änderung der Elektrodenentfernung oder besondere Bauarten der Wechselstrommaschine mit spitzem Spannungsverlaufe verwendet. Nach der genannten Patentschrift soll nun zur Behebung des Nachteils der Lichtbogenbildung gemäß Fig. 7 ein zweiter Kondensator *F* in Serie mit

der Funkenstrecke geschaltet werden. Auf diese Weise kann man einen einzigen und reinen Funkenübergang pro Halbperiode des Speisewechselstromes erhalten. Im Gegensatz zu dem oben erwähnten Prinzip der Resonanzladung im Speisekreis ermöglicht diese Anordnung ein Arbeiten mit Speisewechselströmen von beliebig verschiedener Frequenz ohne eine neue Einstellung oder Nachregulierung zu benötigen. Indessen kann man trotzdem diese Resonanzladung außerdem noch verwenden, um alle 2 oder 3 Halbperioden einen Funkenübergang zu erzielen. Auch kann man diese Anordnung bei den anderen oben angegebenen bekannten Mitteln zur Lichtbogenverhinderung nebenbei verwenden. In bezug auf die Werte der Kapazitäten zeigt die Rechnung, daß man, wenn ihre Summe gegeben ist, ein Maximum der

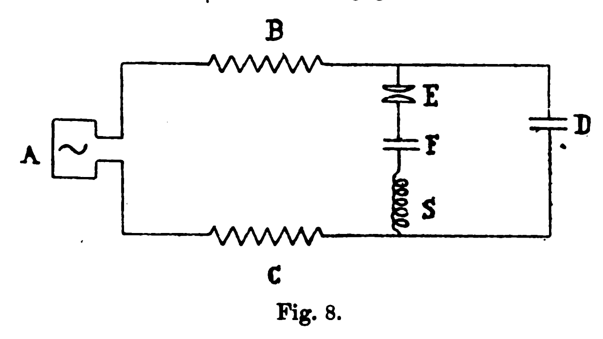


Fig. 8.

Energie erhalten kann, wenn man die Kapazität des Kondensators *D* ein wenig kleiner macht als die Kapazität des Kondensators *E*. Fig. 8 zeigt eine Abart der Schaltung. Die Funkenstrecke wird je nach den besonderen Umständen gewählt. Für Stoßerregung und hohe Spannungen sollen Serienfunkenstrecken mit rotierenden Elektroden verwendet werden. Wenn die Elektroden oder eine der Elektroden der rotierenden Funkenstrecken gezahnt sind und so eine Art rotierenden Stromunterbrecher bilden, kann man sie synchron mit der Frequenz des Speisewechselstromes umlaufen lassen, um, je nach der Umdrehungsgeschwindigkeit, für je 1, 2, 3 oder 4 Halbperioden einen Funkenübergang zu erhalten. Für Tonfunkentelegraphie wählt man den Speisewechselstrom von gut hörbarer Frequenz und hat dann ein Mittel, den Ton schrittweise zu ändern. Werden dagegen die gezahnten Elektroden außer Synchronismus angetrieben, so erhält man unregelmäßige Töne, die dazu dienen können, eine Station für drahtlose Telegraphie besonders kenntlich zu machen. In der Zusatzpatentschrift 16369/444356 wird dieselbe Kondensatorschaltung angewendet auf

den Fall, wo anstelle des Speisewechselstromes ein kommutierter Gleichstrom verwendet wird, wie Fig. 9 zeigt. *m* ist die Gleichstrommaschine und *c* ein umlaufender Kommutator, der z. B. 500mal in der Sekunde die Stromrichtung umkehrt.

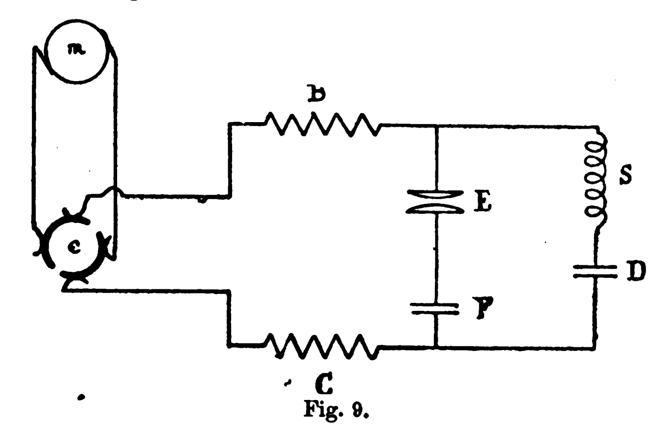


Fig. 9.

Emile Girardeau beschreibt in der französischen Patentschrift 432647 Anordnungen zur Erzeugung ununterbrochener oder schwach

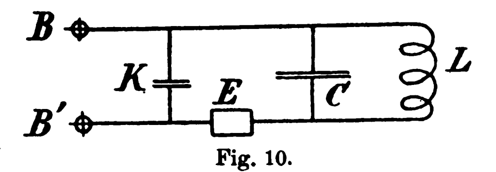


Fig. 10.

gedämpfter elektrischer Schwingungen, die in Fig. 10 und 11 dargestellt sind. Girardeau beabsichtigt, die Verwendung einer Funkenstrecke im

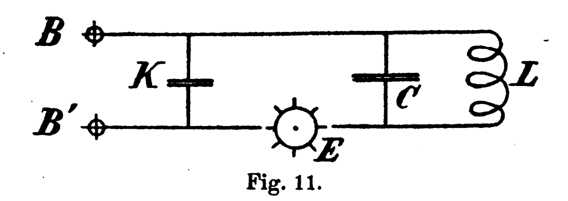


Fig. 11.

Schwingungskreis ganz zu vermeiden. Zu diesem Zwecke will er in dem geschlossenen, keine Funkenstrecke enthaltenden Schwingungskreis *CL* (Fig. 10) Schwingungen erzeugen, indem er einen Hilfskondensator *K* an die Klemmen *BB'* der Hochspannungsstromquelle anlegt, die sowohl eine

Gleichstrom- als auch eine Wechselstromquelle sein kann, und indem er diesen Kondensator *K*, dessen Kapazität im Verhältnis zur Kapazität des Kondensators *C* klein sein soll, so daß auf alle Fälle die Spannung an den Klemmen des Kondensators *K* einen genügend hohen Wert erreicht, sich in den Schwingungskreis *CL* über einen geeigneten Entlader *E* entladen läßt, worauf dann der Schwingungskreis *CL* frei ausschwingen und seine Energie an die Antenne oder einen anderen Nutzschwingungskreis abgeben kann. Zur Erzielung einer guten Wirkung ist es günstig, wenn die Zeitdauer der Enladung des Kondensators *K* in den Kondensator *C* so kurz wie möglich ist, so daß der Kondensator *C* und damit der Kreis *CL* eine Art Stoßerregung er-

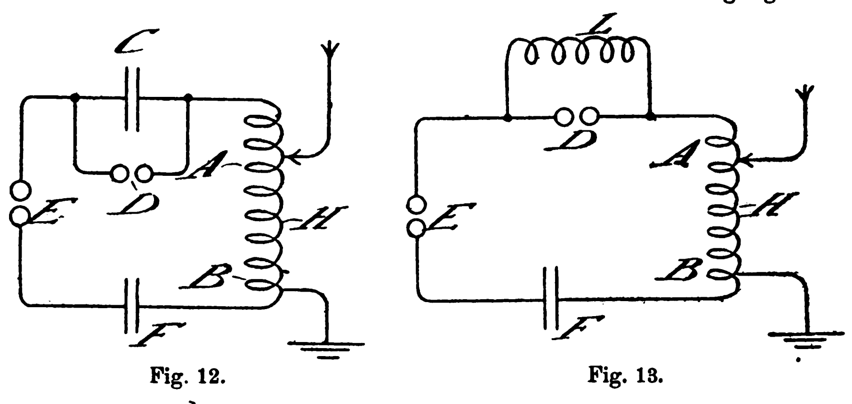


Fig. 12. Fig. 13.

hält. Zu diesem Zwecke muß der Entlader *E* geeignet angeordnet und ausgebildet werden; er kann z. B. Elektroden erhalten, die durch eine Flüssigkeit oder ein Gas gekühlt werden, oder es können Kaskadenfunkenstrecken verwendet werden. In den Fällen, wo man nur eine Gleichstromquelle oder eine Wechselstromquelle von niedriger Frequenz zur Speisung des Kondensators *K* besitzt, könnte man ebenso gut eine rotierende Funkenstrecke, wie in Fig. 11 dargestellt, verwenden, wobei dann Hochfrequenzschwingungen erzeugt werden, die eine Tongruppenfrequenz besitzen.

Frederick John Chambers in Liverpool beschreibt in der britischen Patentschrift 4777 vom Jahre 1913 Anordnungen zur Schwingungserzeugung, bei denen die Eigenschwingungsdauer eines Schwingungskreises selbsttätig geändert und so eine Art Löschfunkenerregung erzielt wird. Die Anordnung besteht darin, daß eine Induktionsspule oder ein Kondensator in den einen oder den anderen der gekoppelten Kreise eingeschaltet wird und daß diese Spule oder dieser

Kondensator durch eine Funkenstrecke kurzgeschlossen wird. Solange dann in diesem Kreise eine Entladung stattfindet, hat die Induktanz dieser Spule oder die Kapazität dieses Kondensators keinen Einfluß auf die Frequenz des betreffenden Schwingungskreises. Wenn dagegen die Entladung und die Schwingungen in diesem Kreise aufhören, wird die

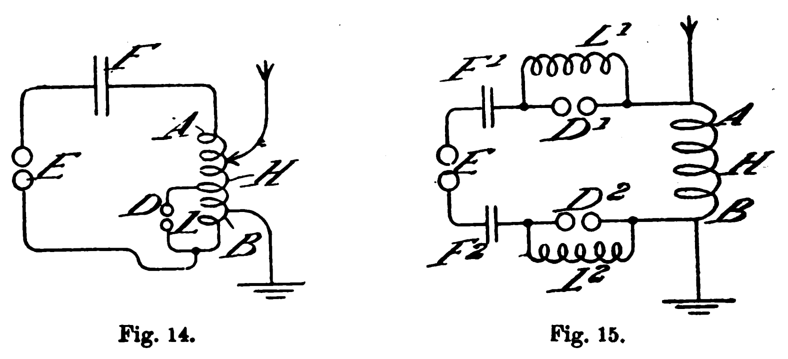


Fig. 14. Fig. 15.

Spule oder der Kondensator automatisch in den Schwingungskreis eingeschaltet und so dessen Eigenfrequenz geändert. Die beiden gekoppelten Kreise sind dann nicht mehr aufeinander abgestimmt und es kann somit keine Rückwirkung und Rückzündung mehr eintreten. In den Figg. 12, 13, 14 und 15 sind einige derartige Schaltungsanord-

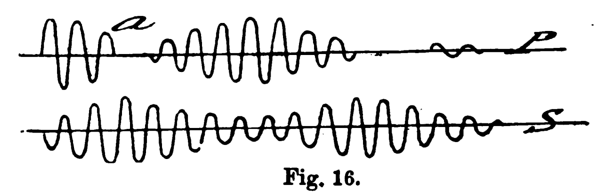


Fig. 16.

nungen dargestellt. Nach Fig. 12 ist die Kapazität C und nach Fig. 13 die Selbstinduktion L durch eine Funkenstrecke D überbrückt; der Luftleiter ist bei A und B angeschlossen. F ist der Kondensator des Schwingungskreises, E dessen Funkenstrecke und H eine dem Primärkreis und der Antenne gemeinsame Induktionsspule. Gemäß Fig. 14 liegt ein Teil der gemeinsamen Induktionsspule H sowohl im Primär- als auch im Sekundärkreis und dieser Teil L wird durch die bei D überspringenden Funken kurzgeschlossen. In Fig. 15 endlich sind die Induktanzen $L^1 L^2$, die durch die Funkenstrecken $D_1 D_2$ überbrückt sind, symmetrisch auf beiden Seiten der Hauptfunkenstrecke E angeordnet. Fig. 16 zeigt den Schwingungsvorgang bei der gewöhn-

lichen Anordnung gekoppelter Schwingungskreise; im Primärkreis (P) finden wiederholte Zündungen statt und im Sekundärkreis (S) treten die bekannten Schwebungen auf. Fig. 17 dagegen zeigt den Schwingungsvorgang bei den Anordnungen von Chambers; wenn der Entladungsvorgang im Primärkreis bei a erlischt, findet keine Rückzündung mehr statt, denn in diesem Augenblicke findet eine Verstimmung des Primärkreises statt, so daß vom Antennenkreise her keine Rückwirkung mehr ausgeübt werden kann. Diese Anordnung ermöglicht also, die Wirkung der Löschfunkenerregung mit geringeren Primärverlusten zu erreichen; auch für größere Leistungen werden besondere Mittel zur Kühlung der Elektroden und die Verwendung von Serienfunkenstrecken entbehrlich. Die Induktanz L wird zweckmäßig von derselben Größenordnung oder etwas kleiner als die Induktanz H gewählt und die Funkenstrecke D klein gemacht im Vergleich zur Hauptfunkenstrecke E,

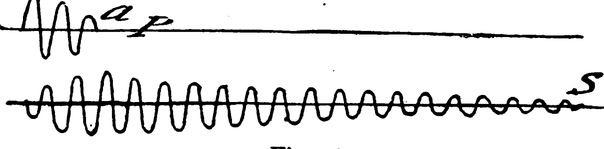


Fig. 17.

um unnötige Dämpfung zu vermeiden. Natürlich kann die Anordnung statt bei direkt gekoppelten Schwingungskreisen auch bei induktiven Koppelungen verwendet werden.

Siegmund Strauss in Wien beschreibt in der österreichischen Patentschrift 71340 eine Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels eines mit einem leitenden Dampf oder Gas gefüllten Entladungsrohres, in dem zwischen Kathode und Anode eine an eine Hilfsspannung angelegte Hilfselektrode angeordnet ist. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß der Stromkreis zwischen Kathode und Hilfselektrode mit dem Stromkreise zwischen Kathode und Anode induktiv gekoppelt ist, so daß Stromschwankungen im ersten Stromkreise auf den zweiten übertragen werden, der dadurch die im Stromkreise zwischen Kathode und Hilfselektrode auftretenden Stromschwankungen verstärkt, wodurch im Entladungsrohre kontinuierliche und vor allem verstärkte elektrische Schwingungen bzw. Schwankungen entstehen, deren Frequenz nebst dem Gas- oder Dampfdrucke im Rohre und der Beschaffenheit der Hilfselektrode vor allem durch die Größe der Selbstinduktion und Kapazität der in Betracht kommenden Stromkreise bedingt ist. Als besonderer Vorteil dieser An-

ordnung erweist sich die Tatsache, daß mit der beim Einsetzen der Stromschwankungen auftretenden Veränderung des scheinbaren Gseamtwiderstandes im Entladungsrohre die Hilfselektrode gegen die angelegte Spannung unempfindlich wird, wodurch sich diese Anordnungen zugleich gegenüber anderen bekannten Relaisprinzipien vorteilhaft unterscheidet. Die Schwingungen können durch entsprechende Wahl der

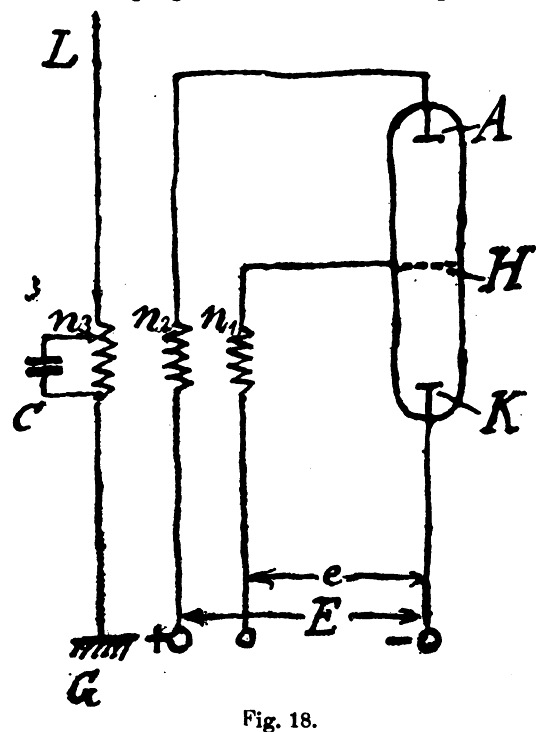


Fig. 18.

Selbstinduktion und Kapazität usw. vom akustisch wahrnehmbaren Ton bis zu unhörbaren Schwingungen (Hunderttausende in der Sekunde) gesteigert werden. In Fig. 18 und 19 sind zwei Ausführungsformen der Schaltungsanordnung dargestellt. Mit + und − sind die Pole einer Stromquelle E bezeichnet, K stellt die Kathode dar, die nach Wehnelt mit einem Metalloxyd überzogen werden kann, A die Anode und H die dritte Elektrode. Die Kathode K kann auch aus Quecksilber bestehen, in welchem Falle die Röhre als Quecksilberlampe betrieben wird. Die Spannung e liegt an der Hilfselektrode H. n_1 und n_2 sowie n_3 stellen Transformatorspulen dar, die sich induktiv mehr

oder weniger beeinflussen. L bedeutet die Antenne, G das Gegengewicht für dieselbe und C die Kapazität im beispielsweise angenommenen Schwingungskreise. Die Wirkungsweise dieser Anordnung ist folgende: Sobald die Entladungsröhre eingeschaltet ist, entsteht das Glimmlicht, welches den ganzen Raum des Entladungsrohres ausfüllt, und nur an der gitterförmigen Hilfselektrode, welche an eine bestimmte Teilspannung angeschlossen ist und die Röhre unterteilt, zeigt sich auf

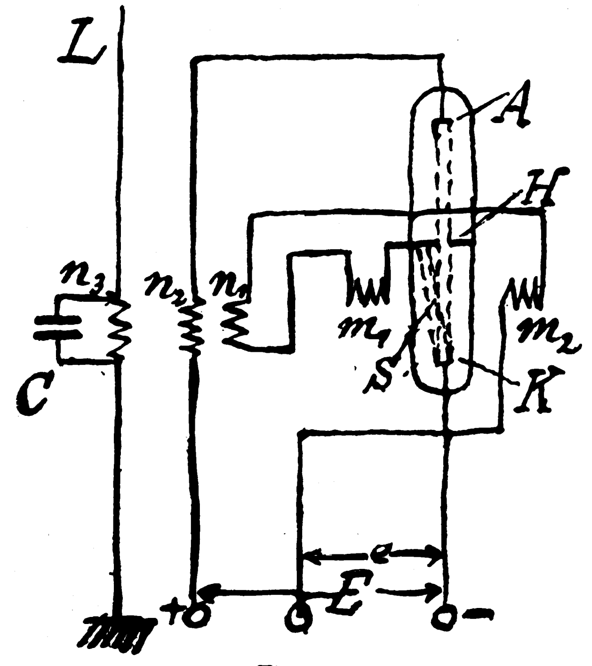


Fig. 19.

der der Anode zugekehrten Seite der Kathodendunkelraum deutlich. Wird nun durch einen Stromstoß, beispielsweise beim Einschalten, die an die Hilfselektrode angelegte Gleichstromspannung beispielsweise verkleinert, so nimmt in bekannter Weise auch die Stärke des Glimmstromes im Entladungsrohre zu, weil infolge der Verringerung des Verarmungsbereiches an Ionen (Kathodendunkelraum) der Gesamtwiderstand im Entladungsrohre abgenommen hat. Es fließt somit ein (verstärkter) Stromstoß durch die Wickelung n_2. Dieser wirkt induktiv auf die Wickelung n_1 zurück und damit auf die Hilfselektrode H, vermehrt oder vermindert demnach die an diese Hilfselektrode angelegte

Spannung, so daß abermals über A nach n_2 ein Stromstoß zustande kommt. Solcherart wird in n_2 und n_1 ein kontinuierlicher und verstärkter Wechselstrom hervorgerufen, der beispielsweise in L zur Ausstrahlung in den Raum veranlaßt wird. Der sonst deutlich sichtbare Kathodendunkelraum an der gitterartigen Hilfselektrode scheint während des Vorhandenseins der Schwingungen nicht ganz zu verschwinden, sondern nur bedeutend näher an die Hilfselektrode heranzurücken, so daß er für das Auge nicht mehr wahrnehmbar ist. Fig. 19 zeigt eine andere Ausführungsform; der Blendenspalt H der Elektrode besitzt gitterartige Teilöffnungen. Der Verarmungsbereich (Kathodendunkelraum) an dieser vergitterten Blendenöffnung wird nun durch ein elektro-

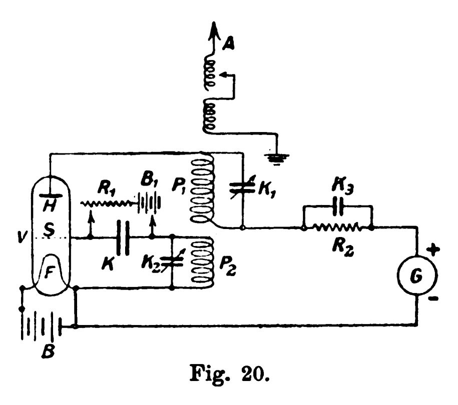


Fig. 20.

magnetisch beeinflußtes Kathodenstrahlenbündel S entsprechend den Ablenkungen periodisch verändert, wodurch der Strom im gesamten Entladungsrohre zum verstärkten periodischen Schwanken gebracht wird. In Fig. 19 sind die gleichen Bezeichnungen wie in Fig. 18 beibehalten, während m_1 und m_2 die das Kathodenstrahlenbündel S ablenkenden Elektromagnetspulen darstellen. Diese Anordnung wirkt wie folgt: Trifft das Kathodenstrahlenbündel S den Blendenspalt H der Elektrode mit seinen gitterartigen Teilöffnungen, dann wird infolge der Verringerung des Verarmungsbereiches an Ionen (Kathodendunkelraum) auch die Stärke des im Entladungsrohre ohnehin vorhandenen Glimmstromes zunehmen. Sobald das Kathodenstrahlenbündel abgelenkt wird, tritt aber im Anodenraume des Entladungsrohres der normale Glimmstromzustand wieder ein. Auf diese Weise entsteht gemäß den Ablenkungen des Kathodenstrahlenbündels ein periodisches Schwanken des Hauptstromes zwischen Kathode und Anode, weil der verstärkte Strom durch die Wickelungen n_2 der Elektromagnetspulen fließt, der induktiv auf die Wickelung n_1 zurückwirkt

und wodurch infolge der Elektromagnete m_1 und m_2 das Kathodenstrahlenbündel einmal den Blendenspalt trifft, im anderen Falle nicht.

In Fig. 20 ist eine Anordnung zur Schwingungserzeugung mit Kathodenstrahlrelais nach der britischen Patentschrift 13248 vom Jahre 1914 der Marconis Wireless Telegraph Company und von H. J. Round dargestellt. Die Kathodenstrahlröhre V mit der Glühkathode F, der Anode H und der gitterförmigen Hilfselektrode S ist derart geschaltet, daß der Steuerungskreis induktiv beeinflußt wird von Strömen in dem Wiederholungs- oder Verstärkungskreise; in beiden Kreisen liegen elektromotorische Kräfte mit Ballastwiderständen. In Fig. 20 ist im Steuerungskreise S die Gitter- oder Schirmelektrode,

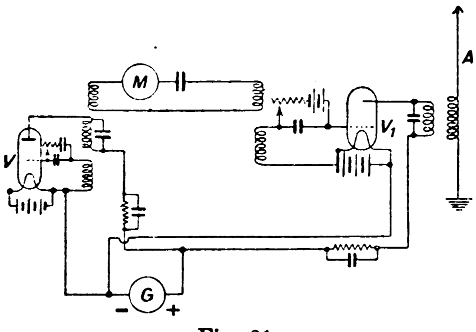


Fig. 21.

F die Glühkathode, R_1 ein Ballastwiderstand, B_1 eine einstellbare elektromotorische Kraft und $K_2\,P_2$ ein aus Kapazität und Induktanz bestehender Stromresonanzkreis, dessen Eigenfrequenz die Frequenz der erzeugten Schwingungen bestimmt. Zum Widerstand R_1 und der Batterie B_1 parallel liegt ein Kondensator K, und zwar ist hierdurch beabsichtigt, eine Stetigkeit des Stromes herbeizuführen und trotzdem den Schwingungen zu ermöglichen, ohne Verluste überzugehen. Durch Einstellen und Ausprobieren der Größen von R_1 und B_1 kann man die günstigsten Verhältnisse einregulieren. Im Hauptstromkreis liegt der Schwungradschwingungskreis $K_1\,P_1$, der auf den Steuerungsstromkreis $K_2\,P_2$ abgestimmt und mit ihm gekoppelt ist, ferner eine Stromquelle G von hoher elektromotorischer Kraft und ein Widerstand R_2, der durch einen Kondensator K_3 überbrückt ist. Wird der Widerstand R_2 zu stark verkleinert, so entsteht in der Kathodenstrahlenröhre ein Lichtbogen; daher wird zur Vermeidung dieser nachteiligen Wirkung der Widerstand R_2 zweckmäßig doppelt so groß gemacht wie

dieser kritische Betrag. Mehrere Röhren können zusammenwirken, wobei dann die Anoden über gesonderte Einstellwiderstände (R_2), von denen jeder seinen eigenen Kondensator (K_3) besitzt, mit dem Hochspannungsgenerator (G) verbunden sind. Die Schirme oder Gitter (S) sind dann je über ihre zugehörigen Schaltungen von R_1 B_1 K mit einem Ende des K_2 P_2-Schwingungskreises verbunden und die Glühfäden werden aus einer Batterie B gespeist, wobei jeder Glühfaden seinen eigenen Rheostaten besitzt und mit dem anderen Ende des K_2 P_2-Schwingungskreises verbunden ist. Diese Anordnung kann auch für die Zwecke der drahtlosen Telephonie verwendet werden, und zwar zeigt Fig. 21 eine solche Anwendung. Das Mikrophon M liegt dabei in einem Zwischenschwingungskreis, der durch die Kathodenstrahlenröhre V erregt wird, wie dies soeben beschrieben wurde. Der Zwischenschwingungskreis ist ferner induktiv gekoppelt mit einer zweiten Dreielektrodenröhre V_1 von großen Abmessungen, die dazu dient, die Schwingungen im Mikrophonkreis zu verstärken. Durch Einstellen des stetigen Potentials, welches auf die Steuerungselektrode der zweiten Röhre einwirkt, ist es möglich, zu bewirken, daß gleichförmige Schwingungen, die auf sie einwirken, keine Wirkung auf den Anodenkreis ausüben, und daß lediglich die mikrophonischen Schwankungen verstärkt werden. Der Mikrophonkreis kann auch zwischen den beiden gekoppelten Induktanzen, die zu den Schwingungskreisen der Röhre V gehören, angeordnet werden, wobei dann die zweite Röhre wegfallen kann.

(Eingesandt April 1917.)

Adresse des Autors: Berlin-Lichterfelde West, Roonstraße 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

L. Lucas, Die Akkumulatoren und galvanischen Elemente. Zweite umgearbeitete und erweiterte Auflage (mit 92 Abbildungen). Dr. Max Jänecke, Verlagsbuchhandlung, Leipzig 1917. geb. M. 4.40

J. Spielrein, Lehrbuch der Vektorrechnung, nach den Bedürfnissen in der technischen Mechanik und Elektriziättslehre. Verlag Konrad Wittwer, Stuttgart 1916. M. 14.—, geb. M. 16.—

Handbuch der Radiologie (herausgegeben von Erich Marx).

Band III { E. Gehrcke: Glimmentladung.
R. Seeliger: Positive Säule.
W. Hallwachs: Lichtelektrizität.

Band IV { W. Wien: Kanalstrahlen.
A. Hagenbach: Lichtbogen.
O. W. Richardson: Glühelektroden.
E. Marx: Flammenleitung.

Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1917.

Elektroindustrie, 1. u. 15. April, 1. u. 15. Mai 1917. Fachschriften-Verlag A.-G. Zürich.

W. C. Röntgens Grundlegende Abhandlungen über die X-Strahlen. Zum siebzigsten Geburtstag des Verfassers herausgegeben von der Physikalisch-Medizinischen Gesellschaft in Würzburg (mit 1 Porträt). Verlag von Curt Kabitzsch, Würzburg 1915. Kart. M. 0.70

(Eingesandt 5. Mai 1917.)

Literaturverzeichnis.

Ahrens, Heinr., Telegr. u. Fernsp.-Techn. **6**, 3, 1917. Mikrophon, welches in allen Lagen gleichmäßig wirksam ist.

Austin, L. W. u. **Cohen, Louis**, Electrician 78, 719, 1917. The application of radio-telegraphic methods of receiving for cable telegraphy.

Bennett, E., Electrician **79**, 18, 1917. High versus low antennae in wireless telegraphy and telephony.

Bergholm, C., Ann. Phys. **52**, 101, 1917. Ein Detektor mit gelöteten Kontakten.

Berthelot, Daniel, Rev. Gén. **1**, 363, 1917. La théorie des quanta et sa place dans l'histoire des théories physiques modernes.

Blondel, A., Ann. Phys. Beibl. **41**, 53, 1917. (Ref. ü. C. R. **162**, 453, 1916.) Bemerkung über die Verwendung hochgespannten Gleichstromes für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie und Telephonie.

Bown, R., Electrician **79**, 109, 1917. Characteristics of iron in high-frequency magnetic fields.

Branly, E., Rev. Gén. **1**, 283, 1917. Conductibilités de l'air et du mica.

Brillouin, Marcel, Rev. Gén. **1**, 403, 1917. L'état actuel des théories électriques.

Budde, E., Physik. Ztschr. **18**, 69, 1917. Resonanzerregung durch periodisch wiederholte Impulse.

Chree, C., Proc. Roy. Vol. **93**, A 649, 177, 1917. The magnetic storm of August 22, 1916.

Cohen, Louis, s. Austin, L. W.

Curtis, H. L., Ztschr. f. Instr. **37**, 63, 1917. (Ref. ü. Bull. Bur. Stand. **11**, 535, 1915.) Ein Schwingungselektrometer (speziell auch für Kapazitätsmessungen geeignet.)

Déri, Max, E. u. M. **35**, 89, 1917. Die Gleichung der Magnetisierungskurve.

Electrical Review (London), Vol. **80**, Nr. 2051, S. 283, 1917. Some long-distance wireless stations.

— ebenda S. 361. Frequency changers.

Electrical World (New York), Vol. **69**, Nr. 6, 278, 1917. A Dummy Antenna for testing radio units (Installation at factory in Palo Alto, Cal. Capacity 0,051. M. F.).

Elektrot. Ztschr., 38, 167, 1917. Eine Schule für Funkentelegraphisten in Dänemark.
— 38, 181, 1917. (Ref. ü. El. Eng. **12**, 349, G. W. O. Howe.) Berechnung der Kapazität von Antennen und die Wirkung von Masten und Gebäuden.
Fahy, Frank, P., El. World, Vol. **69**, Nr. 7, S. 315, 1917. A permeameter for magnetic-mechanical testing.
Fischer-Hinnen, J., Bull. Schweiz. Elektrot. Ver. Nr. 4, S. 101, 1917. Über zusätzliche Kupferverluste bei Wechselstrommaschinen.
Groot, C. J. de, Drahtlose Telegraphie in den Tropen. Diss. Delft 1916. (Holländisch.)
Hague, B., Electrician 78, 740, 765, 1917. Pressure harmonics in polyphase systems and windings.
Hallström, Waldemar, Effektiver Widerstand von langen Solenoiden bei Hochfrequenzstrom. Diss. Uppsala 1915. (Verlag Almqvist & Wiksell.)
Hayn, Walter, Helios 23, 89, 1917. Eine häufig angewandte Methode zur Untersuchung von Wechselstrommaschinen auf Wirkungsgrad und Leistungsfaktor.
Hogan jr., John, L., Rev. Gén. 1, 587, 1917. (Ref. ü. El. World **69**, 120 bis 122.) La télégraphie et la téléphonie, avec ou sans fil, aux Etats-Unis en 1916—1917.
Hund, August, E. u. M. **35**, 53, 1917. Eine neue Methode zur Bestimmung der magnetischen Kraftliniendichte und der Magnetisierungskurve.
Langevin, Rev. Gén. 1, 374, 1917. (Ref. ü. Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. 5, 403—411, 2550, 1916.) Sur la production des étincelles musicales par courant continu.
Lübcke, Ernst, Über die Aufnahme von Wechselstromkurven unter Benutzung der ionisierenden Wirkung von Kathodenstrahlen. Diss. Göttingen 1916.
Maandblad voor Telefonie en Telegrafie, 3, Nr. 8. Nederlandsche Vereeniging voor Radio-Telegrafie.
Marchand, H., Schweiz. Elektrot. Ztschr. 14, 81, 89, 1917. Le redresseur à vapeur de mercure dans les installations téléphoniques et télégraphiques.
McLachlan, N. W., Electrot. Ztschr. 38, 209, 1917. (Ref. ü. El. Eng. 12, 350.) Der Poulsen-Lichtbogen.
Müller, J., E. u. M. **35**, 137, 1917. Transformation für Überlastungsbetrieb.
Nansen, E. u. M. 35, 62, 1917 (nach Z. f. Post u. Telegr., Wien). Amerikanische Funkentelegraphiepolitik.
Nicholson, J. W. u. Wilson, E., Proc. Roy. Soc., Vol. **93**, A 648, S. 129, 1917. Magnetic induction and its reversal in spherical iron shells.
Pfiffner, E., E. u. M. **35**, 102, 114, 1917. Der Schutzwert eiserner und überbrückter Drosselspulen.
Pomey, J. B., Rev. Gén. 1, 365, 1917. Oscillations dans les circuits divisés.
— ebenda S. 563, 1917. Unités et formules de dimensions.
Sahulka, Joh., Electrician 78, 666, 1917. (Ref. ü. Elektrot. Ztschr., Heft 26, 1916.) Apparatus for the measurement of the voltage and frequency of alternate currents.

Schüller, L., Elektrot. Ztschr. **38**, 188, 201, 1917. Die Geschichte des Transformators.
Still, Alfred, El. World, Vol. **69**, Nr. 7, 312, 1917. Insulation of high voltage transformers.
Townend, R., El. Review Nr. 2048, 219, 1917. Frequency changers (vgl. auch Diskussion in Electrician 78, 738, 1917).
Traubenberg, H. Rausch von, Physik. Ztschr. **18**, 75, 1917. Über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes bei sehr hohen Stromdichten.
Trench, R. Chenevix, Electrician **79**, 102, 147, 181, 1917. Range of wireless stations.
Uller, Karl, Physik. Ztschr. **18**, 99, 101, 130, 1917. Widersprüche gegen die Wellenkinematik; ihre Auflösungen. Das Interferenzprinzip.
Vidmar, M., E. u. M. **35**, 77, 1917. Der Entwurf des Transformators.
Wereide, Th., Ann. Phys. **52**, 276, 1917. Maxwells Gleichungen und die Atomstrahlung.
White, W. C., E. u. M. **35**, 85, 1917. (Ref. ü. Gen. El. Rev. **19**, Nr. 9, 1916.) Die Glühkathodenröhre als Hochfrequenzgenerator.
Wilson, E., s. Nicholson, J. W.
Wolf, W., Helios **23**, 81, 91, 97, 105, 113, 132, 1917. Neuere Ausführungen und Schaltungen von Transformatoren.
— ebenda S. 134, 142, 1917. Neuere Hochspannungssicherungen.

(Eingesandt 5. Mai 1917.)

Bücherbesprechungen.

Werner von Siemens, der Begründer der modernen Elektrotechnik. Von Artur Fürst. Geheftet M. 3.—, gebunden M. 4.— (Stuttgart, Deutsche Verlags-Anstalt).

„Am 13. Dezember 1816 wurde Werner Siemens geboren. Die hundertste Wiederkehr seines Geburtstages lenkt wieder einmal unsern Blick auf diesen großen Gelehrten, Erfinder und Organisator, der zu den deutschen Männern gehört, die ihrem Volk in wenigen Jahrzehnten eine führende Stellung auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Technik errungen haben. Was W. v. Siemens erfunden und geschaffen, ist großenteils ein gar nicht mehr wegzudenkender Bestandteil unseres täglichen Lebens geworden; seine Persönlichkeit tritt dahinter für das Bewußtsein der Allgemeinheit etwas zurück. Und doch ist er auch ein vorbildlicher Mensch gewesen in seiner gewaltigen Energie, die durch keinen Fehlschlag sich entmutigen ließ, in seinem immer weitere Wirkungskreise umfassenden Schaffensdrang und seinem großzügigen Gemeinsinn. Ein kurz gefaßtes, allgemeinverständliches Lebens- und Charakterbild des bedeutenden Mannes ist darum eine willkommene und nützliche Gabe zur Feier seines hundertsten Geburtstages; und eine solche bedeutet uns Artur Fürsts soeben erschienenes Buch. Fürst bewährt auch hier seine oft bewiesene Meisterschaft in allgemeinverständlicher Darstellung technischer Probleme und Schöpfungen, so daß die

fachwissenschaftlichen Abschnitte auch für den Laien klar und gewinnreich zu lesen sind. Ihm kam aber bei dem erfolgreichen Bestreben, ein wirklich populäres, menschlich fesselndes Lebensbild zu geben, auch sein Stoff zu Hilfe. „Werner Siemens Erdenwallen", so sagt Fürst im 1. Kapitel des Buches, „ist erfüllt von romantischen Begebenheiten, von Abenteuern könnte man sagen, wie sie in solcher Zahl nur wenigen begegnen. Fortwährend erlebt er Außerordentliches ... dreimal verursacht er schwere Explosionen, er erobert eine Festung, kämpft mit Beduinen auf der Spitze einer Pyramide, wird durch Schiffbruch auf eine unbewohnte Insel gebannt, eine lose gewordene Kabeltrommel droht sein Schiff zu zerschmettern, das Meer strömt mit furchtbarem Wüten in seltsamer Weise gegen ihn an. Und — was das Erstaunlichste ist — in all diesem Getümmel oft schwerer Gefahren bleibt er jeden Augenblick der ruhige, sorgsam beobachtende Mann der Wissenschaft... Er treibt Navigation während des Schiffbruchs und Meeresforschung inmitten der Wasserhose." — So trafen die eigenartige Begabung des Verfassers und der Reichtum seines Stoffes zusammen, um ein Buch entstehen zu lassen, das in seiner ebenso anspruchslosen und frischen, wie gut fundierten Art geeignet ist, die Persönlichkeit eines der bedeutendsten Männer deutscher Wissenschaft und Technik weiten Kreisen verehrungswürdig und verständlich zu machen; ein technisch-biographisches Volksbuch in gutem Sinn, wie etwa die Schriften von Max Eyth und die prächtige Biographie des alten Nathusius."

Diesen Einführungsworten können wir durchaus zustimmen. Selbst der Fachmann wird in freien Abendstunden solche fesselnde Lektüre gern zur Hand nehmen. Man freut sich nochmals der Taten des großen deutschen Pioniers auf dem Gebiete der Elektrizität und durchläuft gern alse Phasen seines Erdenwallens, aber man schätzt auch den nachdenklichen Biographen, wenn er ahnungsvoll andeutet, wie großen Menschen ihre Wege vorgeschrieben zu sein scheinen, die sie gehen müssen über alle Hindernisse hinweg und manchmal ihrem eignen Wollen entgegen.

Eine Anzahl guter Abbildungen, in denen öfters das Einst und Jetzt einander gegenübergestellt sind, unterstützen an manchen Stellen die lebhaften Schilderungen des trefflichen Werkchens.

An einzelnen Stellen halten die mehr für den Laien geschriebenen Fürstschen Ausführungen strengster Kritik nicht stand. So ist z. B. sicher unzulässig Emil Rathenau als Nachfolger von Werner Siemens in der Führerschaft in der Starkstromtechnik zu bezeichnen. Rathenau war ausgesprochen Kaufmann, Werner Siemens aber vorwiegend wissenschaftlicher Techniker.

Eichhorn.

Sven Hedin, „Nach Osten!" 182 Seiten, 27 Abbildungen (25 Photographien, 2 Zeichnungen), Feldpostausgabe 1 M. Leipzig, F. A. Brockhaus.

Derselbe tapfere Schwede, der schon durch sein Buch über die Westfront so erfolgreich für Deutschlands Ehre gefochten und unsern verblendeten Gegnern das „Volk in Waffen" als ein leuchtendes Vorbild hingestellt hat, tritt noch einmal für die Kulturmission der gesamten germanischen Welt in die Schranken! Er hat mehrere Monate lang die Ostfront



bereist, die deutschen, österreichischen und ungarischen Armeen von Memel bis Czernowitz kennen gelernt, ihr Leben und ihr Kämpfen studiert, mit ihren Heerführern als Freund verkehrt, die Schauplätze aller großen Kriegsereignisse besucht, den Zerstörungsweg der moskowitischen Soldateska mit Entsetzen verfolgt und zuletzt den Siegeszug der verbündeten Armeen bis in das Herz Rußlands hinein mitgemacht.

Was er auf dieser zweiten Kriegsfahrt erlebt und gesehen, was er aus den gewaltigen Eindrücken an neuen Ergebnissen über Wesen und Ziel des uns aufgedrungenen Krieges gewonnen hat, das tritt in seinem Buche „Nach Osten!" an die Öffentlichkeit. Reicher noch und vielseitiger als in seinem „Volk in Waffen" ist in diesem Werk die Fülle der Tatsachen und Beobachtungen, der Begegnungen, Schilderungen und Gesichtspunkte, ungleich länger die Front und weit dramatischer der Gang seiner Erzählung, die ihn von den Verwüstungen der Kosaken in Ostpreußen in fortreißendem Krescendo zu den Höhepunkten des Krieges gegen Rußland, nach Przemysl und Lemberg, nach Warschau, Nowo-Georgiewsk und Brest-Litowsk führt.

Zwei Völker in Waffen, Deutschland und Österreich-Ungarn, sieht er hier aufs innigste in Nibelungentreue vereint; zwei gekrönte Häupter, Kaiser Wilhelm II. und Kaiser Franz Joseph, empfangen ihn als ihren Gast; alle gefeierten Heerführer des Ostens, Erzherzog Friedrich und Hindenburg, Prinz Leopold von Bayern und Conrad von Hötzendorf, Mackensen, Woyrsch, Ludendorff, Linsingen widmen dem berühmten Forscher, dem ehrlichen Neutralen, Stunde und Tage. Hedin sieht auch hier im Osten, was andern nur zufällig vor Augen kommt, und darf mit Kamera und Zeichenstift arbeiten, fast wo er will. Und daß er solchen Vertrauens würdig ist, beweist sein neues Buch, das aus dem gleichen leidenschaftlichen Drang nach Wahrheit erwachsen ist wie sein erstes, abermals den verborgenen Drahtziehern dieses Krieges, den Engländern, die scheinheilige Maske vom Antlitz reißt und ihnen eine pikante „Schwedische Schüssel" unter die Nase schiebt, von der ihnen die Augen übergehen werden.

Dankenswert ist besonders Hedins schlagend durchgeführter Vergleich zwischen Belgien und Ostpreußen. Mit Worten flammenden Zornes kennzeichnet er die Heuchelei, die von Mitleid mit den belgischen Franktireurs überfließt, aber kein Wort verliert über die unschuldig hingemordeten Männer, geschändeten Frauen und sinnlos verwüsteten Gegenden Ostpreußens. Hedins Schilderungen dessen, was er dort gesehen hat, werden in der ganzen Welt Aufsehen machen.

Molli, Giorgio, Englands Verhängnis. Die Folgen des U-Bootkrieges. Preis 1 M. Verlag von Julius Hoffmann in Stuttgart.

Italien, das amtliche und politische, steht auf Seiten unserer Feinde. Daß viele der Besten im Volke die Irrung ihrer Regierung aufs schwerste beklagen, ist heute anerkannte Tatsache und geht aus zahllosen offenen und geheimen Dokumenten hervor. Namentlich in den Kreisen des Heeres und der Marine hat man sich nur widerwillig der herben Notwendigkeit gefügt. Zu denen, die bis zuletzt der alten Freundschaft und Allianz treu

blieben, zählt vor allem Giorgio Molli, der Verfasser der vorliegenden Schrift, der in seiner Heimat als Autorität auf dem Gebiete des Marinewesens bekannt ist. Eine schwere Krankheit hat Molli verhindert, seine Glossen zum deutschen U-Bootkriege, die bereits vor Jahresfrist erscheinen sollten, schon früher der Öffentlichkeit zu übergeben. Doch kommen sie auch heute noch recht, um dem deutschen Publikum zu beweisen, daß auch Marinemänner der feindlichen Staaten durchaus auf dem Standpunkte unserer deutschen Marine stehen. Giorgio Mollis Urteil ist aus mehr als einem Grunde für uns Deutsche wertvoll. Denn seit dem Jahre 1888, wo seine „Italia in Mare“ und die darin enthaltene scharfe Kritik der damaligen argen Flottenverhältnisse Italiens Aufsehen machte, nahm dieser aus der Marineakademie von Livorno hervorgegangene Kritiker unter seinen Kollegen einen ersten Platz ein, und Admirale wie Saint-Bon und de Amezaga drückten dem scharfen Beobachter ihre vollste Anerkennung aus. Es folgte unter vielen anderen Fachschriften das vortreffliche Kompendium des „Antiken und modernen Marinewesens“ (1905). Am meisten Aufsehen, ja wirklichen Schrecken in fachmännischen italienischen Kreisen weckte aber der „Zerfall der italienischen Flotte“ (1908), worin Molli als Folgen des Kohlenmangels und der trotz des Dreibundes ganz auf England und Frankreich aufgebauten Militär- und Marineindustrie Italiens die notwendige Katastrophe in einem Zukunftskriege voraussagte ... Noch einmal bewährte Molli seine Prophetengabe, als er 1915, noch vor Beginn des Dardanellenunternehmens, dessen unfehlbares Scheitern prophezeite ...

Nach Ausbruch des österreichisch-italienischen Krieges kehrte Giorgio Molli, der bis zum letzten Augenblicke das römische Blatt „Vita“ durchaus im Sinne des Dreibundes geleitet, seinem Vaterlande den Rücken. Mit ihm verlor Italiens Journalismus, wie Marinefachkritik, nicht nur einen der besten und kenntnisreichsten Männer, sondern auch Deutschland einen seiner aufrichtigsten und wärmsten Freunde am Tiber ... Sein Büchlein über den U-Bootkrieg wird, das ist kein Zweifel, Mollis Scharfsinn und kluge Voraussage von neuem erhärten.

Ich habe das kleine ausgezeichnete Werkchen mit großer Befriedigung gelesen und auf dasselbe in meiner politischen Publizistik, der ich als Pionier meines Vaterlandes hier meine freie Zeit widme, auch die Neutralen aufmerksam gemacht. Ad usum der Vasallen Englands habe ich besonders die folgenden Worte Mollis hervorgehoben: „Der Tag wird nicht ausbleiben, an dem es den heutigen Verbündeten Englands klar werden wird, daß sie verblendet durch die jahrelange Hetze (die auch hier in der Schweiz kräftig im Gange ist) einer im Solde britischer Interessen arbeitenden Presse, fruchtlos ihr bestes Blut englischem Egoismus zum Opfer gebracht haben.“

Zürich, Ende Mai 1917. Eichhorn.

(Eingesandt 23. Mai 1917.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 12. 1917. Heft 3.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123*, zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Die Liebenröhre.

Theorie ihrer Wirkungsweise. — Untersuchungen über Stromverzerrung und Trägheit der Entladung.

Von **R. Lindemann** und **E. Hupka.**[1])

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

1. Beschreibung der Röhre. Zur Verstärkung schwacher Wechselströme, z. B. in der Telephontechnik, wurde von Robert v. Lieben, Eugen Reiß und Sigmund Strauß in Wien im Jahre 1910 ein Relais angegeben[2]). Das Relais (Fig. 1) besteht aus einer Entladungsröhre mit vier Zuleitungen; zwei derselben führen an die Enden eines nach Art des Glühfadens in den Metalldrahtlampen aufgewundenen Platinbandes, welches mit dem Oxyd eines Erdalkalimetalls, z. B. CaO, überzogen ist und elektrisch zum Glühen gebracht werden kann. Derartige Oxydkathoden sind von A. Wehnelt zur Herstellung von Ventilröhren angegeben worden. Die Glühkathode befindet sich etwa in der Mitte eines kugelförmigen Raumes, welcher nach oben von einem zweiten, birnenförmigen Raume durch eine siebartig durchlöcherte Aluminiumplatte getrennt ist. Die Anode besteht aus einem etwa 2 cm langen Metalldraht im oberen Teil. Die Röhre ist mit Quecksilberdampf gefüllt, dessen Druck auf einige Hundertstel Millimeter geschätzt werden kann. Um das Härterwerden der Röhre infolge der Entladung zu verhindern, befindet sich in einem seitlichen Ansatz etwas Amalgam. Die von uns benutzte Lampe wurde von der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft gebaut und uns von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie freundlichst zur Verfügung gestellt und zwar in Verbindung mit einer festen Schaltanordnung. Das Schema dieser Anordnung gibt Fig. 2 wieder. Hierin bedeutet L die

---

1) Genehmigter Abdruck aus Arch. f. Elektrot. Bd. III. Heft 2. S. 49. 1914. Wir verweisen auch auf den Artikel „Theorie der Liebenröhre mit einem Beitrag zur Frage nach der Trägheit von Gasentladungen" der gleichen Verfasser in Verh. d. Phys. Ges. **16**, 881. 1914.

2) D.R.P. 236716 und 249142; vgl. auch Reiß, ETZ. **34**, 1359—1363, 1913; und F. W. Schulze, Naturwiss. **2**, 7—14, 1914.

Röhre, B_1 die Heizbatterie von 30—40 Volt Spannung, B_2 die Hauptbatterie zur Erzeugung der Entladung zwischen Anode und Kathode von etwa 240 Volt, w_1 und w_2 Vorschaltwiderstände, letzterer überbrückt durch die Kapazität C_2 von 1 Mikrofarad für die Zwecke der

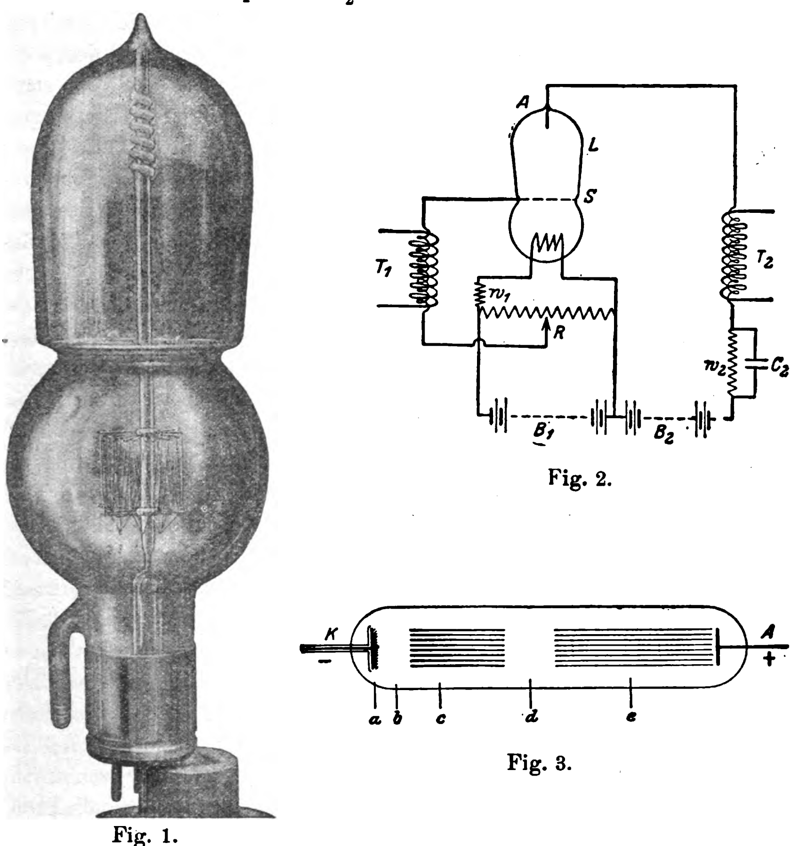


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Hochfrequenz, R einen an den Enden des Glühbandes liegenden Widerstand mit Schleifkontakt. Durch den Transformator T_1 wird dem Kreis Sieb—Kathode (Siebkreis) der zu verstärkende Wechselstrom zugeführt. Der Transformator T_2 überträgt die in dem Kreise Anode—Kathode (Anodenkreis) entstehenden Stromschwankungen auf die Empfangsleitung, z. B. das Telephon. Durch Verschiebung des Schleifkontaktes am Widerstande R wird zwischen dem Sieb und der Kathode eine bestimmte „kritische“ Gleichspannung erzeugt, bei welcher die Verstärkung am größten ist,

2. Ionentheorie der Gasentladung. Zum Verständnis der Wirkungsweise der Liebenröhre wird es nötig sein, auf die Theorie der Entladung in verdünnten Gasen etwas näher einzugehen. Diese in den letzten 20 Jahren ausgebaute Theorie sieht als Träger der Entladung in Gasen diskrete, elektrisch geladene Teilchen an. Besitzen dieselben ponderable Masse, so nennt man sie Ionen. Neben den positiven und negativen Ionen spielen noch eine besondere Rolle die stets negativ geladenen Elektronen, welchen man nach neueren Vorstellungen keine ponderable Masse zuschreibt, die jedoch wegen ihrer elektrischen Ladung bei Bewegungsvorgängen eine der mechanischen analoge elektromagnetische Trägheit zeigen. Nun denkt man sich ein neutrales Gasatom zusammengesetzt aus einem positiven, die ponderable Masse des Atoms tragenden Kern und einer Anzahl negativer Elektronen, welche an den positiven Kern durch die elektrischen Anziehungskräfte gebunden sind. Nebenbei sei bemerkt, daß diese Elektronen unter dem Einfluß der sie bindenden Kräfte Eigenschwingungen ausführen können, welche sich in den einzelnen Linien des für das betreffende Atom charakteristischen Linienspektrums optisch bemerkbar machen. Trifft ein mit hinreichender Geschwindigkeit frei bewegtes Elektron auf ein neutrales Gasatom, so wird das mit ihm fortbewegte elektrische Feld den Verband zwischen dem positiven Kern und seinen Elektronen lockern und unter Umständen auch ganz aufheben können. Das Atom bzw. das aus Atomen zusammengesetzte Molekül ist alsdann in ein bzw. mehrere positive Ionen und freie Elektronen zertrümmert. Bei geringer Geschwindigkeit des Elektrons kommt es vor, daß dieses an dem getroffenen Atom hängen bleibt und so zur Bildung negativer Ionen Veranlassung gibt. Auch die positiven und negativen Ionen können durch das Feld so große Geschwindigkeiten erhalten, daß sie durch ihren Stoß die Atome zertrümmern. Die Erzeugung von Ionen bei Zertrümmerung der Atome durch Stoß bezeichnet man als Stoßionisation, und man nennt Ionisierungsspannung die bei der Ionisation aufgewandte Arbeit, dividiert durch die Ladung.

Es erhebt sich zunächst die Frage, woher die zur Einleitung eines Stromvorganges nötigen Ionen oder Elektronen stammen. Zwei Umstände kommen wesentlich hierfür in Betracht: einmal die Ionisation durch die fast überall vorhandenen radioaktiven Substanzen, zweitens die Auslösung der Elektronen durch Licht (lichtelektrischer Effekt) oder verwandte Strahlen.

Den einfachsten Fall einer Gasentladung haben wir dann, wenn zwischen zwei plattenförmigen Elektroden durch einen künstlichen

Ionisator Ionen gebildet und durch das elektrische Feld zwischen den Elektroden fortgeführt werden. Eine solche Entladung nennt man unselbständig. Ist die Zahl der in der Sekunde gebildeten Ionen konstant, so wächst der Strom mit der angelegten Spannung bis zu einem Höchstwert, dem Sättigungsstrom, dadurch ausgezeichnet, daß in der Sekunde gerade ebenso viele Ionen vom Strom fortgeführt wie neu gebildet werden.

Im Gegensatz dazu steht die selbständige Entladung. Hier liefern die Stromträger durch ihren Stoß die zur Erhaltung des Vorgangs notwendigen Ionen dauernd nach. Demgemäß ist eine gewisse Mindestspannung zwischen den Elektroden nötig, damit die selbständige Entladung bestehen kann. Im allgemeinen findet die Ionisierung nicht an allen Stellen in gleicher Stärke statt, sondern in einigen getrennten Partien. Durch die Art und Zahl dieser Ionisierungspartien unterscheiden sich die verschiedenen Arten der selbständigen Entladung voneinander. Diese sind der Spitzen-, Glimm-, Büschelstrom und der Lichtbogen. Am Beispiel des Glimmstromes mögen die bei der Entladung auftretenden Verhältnisse etwas näher verfolgt werden. Das Bild der Entladung ist nach Fig. 3 etwa folgendes: Unmittelbar an der Kathode K befindet sich eine dünne leuchtende Schicht, die erste Kathodenschicht a. Von ihr ist durch einen größeren dunklen Zwischenraum b, den Crookeschen Raum, getrennt eine nach der Kathode zu scharf abgegrenzte leuchtende Schicht, das negative Glimmlicht c; hierauf folgt ein zweiter, unscharf abgegrenzter Dunkelraum d, der Faradaysche, und alsdann die entweder gleichmäßig oder in Schichten leuchtende positive Säule e, welche der Anode A im allgemeinen nahe aufsitzt. Das Gas leuchtet nur dort, wo Ionisierung durch Stoß stattfindet. Zunächst ist ohne weiteres verständlich, daß in unmittelbarer Nähe der Elektroden die Ionisation von solchen Teilen herrühren muß, welche auf die Elektroden zufliegen, da nur diese eine genügende Geschwindigkeit besitzen können. Mithin rührt die erste Kathodenschicht a her von der Ionisation der vor der Kathode liegenden Gasschicht durch den Stoß positiver Ionen. Die dabei abgespaltenen Elektronen erhalten auf einer gewissen Wegstrecke die Fähigkeit zu ionisieren, und zwar ist diese Wegstrecke gleich der Länge des Kathodendunkelraumes.

Die weitere Erklärung der Vorgänge in der Nähe der Kathode stößt auf gewisse Schwierigkeiten, welche auch zurzeit noch nicht befriedigend gelöst sind. Während bei den ersten Ansätzen von J. J. Thomson, Stark und Townsend die Annahme gemacht wurde, daß

die durch ihren Stoß ionisierenden Teilchen die nötige Energie gerade auf einer gaskinetischen freien Weglänge erhalten und also am Ende derselben beim Stoß auf ein Atom dieses zertrümmern, hat eine strengere Nachprüfung[1]) ergeben, daß die beobachtete Dicke des Dunkelraumes sehr viel größer als die freie Weglänge der Elektronen ist. Nun machen es neuere Versuche von Franck und Hertz[2]) wahrscheinlich, daß die Zusammenstöße der Ionen und Elektronen mit Gasatomen mehr oder weniger elastisch, im Falle der Edelgase nahezu vollkommen elastisch sind, und daß daher die Ionisation nicht immer sofort beim ersten Stoß, sondern erst nach einer Reihe von mehreren Stößen erfolgt. Danach wäre in der Tat die Wegstrecke, welche ein Teilchen zurücklegen muß, um ionisieren zu können, im allgemeinen erheblich größer als die gaskinetische freie Weglänge. Da andererseits die getroffenen Atome durch die wiederholten Stöße nach einer unten näher erörterten Hypothese von R. Seeliger gelockert werden, so ist der schließlich bei der Ionisation aufzuwendende Rest von Arbeit kleiner, als es nach der alten Theorie zu erwarten wäre. Eine mögliche Deutung der Erscheinung wäre hiernach z. B. folgende: Die Elektronen und die in entgegengesetzter Richtung fliegenden positiven Ionen bewegen sich infolge der mehrfachen Zusammenstöße mit den Gasatomen und Zickzackbahnen durch den Dunkelraum. Am Ende desselben erreichen die Elektronen bei einem Zusammenstoß die Fähigkeit zu ionisieren. Gleichzeitig stellt sich der Spannungsabfall im Dunkelraum so ein, daß auch die positiven Ionen an der Kathode ionisieren können. Hieraus folgt, daß eine bisher noch unbekannte Beziehung zwischen der Ionisierungsspannung der Elektronen und positiven Ionen in einem bestimmten Gas bestehen muß. Das negative Glimmlicht und die erste Kathodenschicht sind insofern eng miteinander verkettet, als sie sich gegenseitig die zu ihrer Bildung nötigen Ionen liefern.

Auf die negative Glimmschicht *c* folgt ein Gebiet mit stetig abnehmender Ionisation und daher zunehmendem Potentialgefälle, der Faradaysche Dunkelraum *d*. Das Potentialgefälle wird schließlich so groß, daß wieder Ionisation durch Ionenstoß stattfinden kann, und zwar in dem der Kathode zugekehrten Ende der positiven Lichtsäule. Das Leuchten dieser Säule auch in ihrem weiteren Verlauf bis nahe an die Anode heran und das konstante Potentialgefälle deuten darauf

1) Lit. vgl. E. Seeliger, Ann. d. Phys. (4) **38**, 764, 1913.

2) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges **15**, 373—390, 613—620, 929—934, 1913.

hin, daß überall Ionen neu gebildet werden. Man nimmt an, daß hier lediglich die Elektronen als Ionisatoren wirken, weil sie einmal eine größere freie Weglänge haben als die positiven Ionen und also auf ihr unter dem Einflusse des Feldes leichter die zur Stoßionisation notwendige Energie aufnehmen können, und weil sie ferner vermöge ihrer Kleinheit tiefer in den Atomverband eindringen und so leichter das Atom zertrümmern können, eine Anschauung, die vor allem von J. Stark[1]) vertreten worden ist.

Wie leicht ersichtlich, stellen sich die beschriebene Verteilung der Ionisationsbereiche und der entsprechende Potentialabfall im Rohre automatisch ein. Und zwar sind dabei offenbar die Verhältnisse an der Kathode ausschlaggebend; erst wenn hier die schweren positiven Ionen die zur Ionisation notwendige Geschwindigkeit durch das Feld erhalten haben, wird die weitere Entladung möglich. Dementsprechend ändert sich bei einer Verschiebung der Anode auch nur die Länge der positiven Säule, während alles andere wesentlich unverändert bleibt. Verschwindet schließlich die positive Säule ganz bei Verkürzung des Abstandes der Anode von der Kathode, so geht die Glimmentladung in eine der negativen Spitzenentladung entsprechende über.

Als ein Zwischenstadium zwischen der selbständigen und unselbständigen Entladung führt J. Stark (l. c.) die gemischt unselbständige Entladung ein. Hier erhalten die geladenen Teilchen durch das Feld zwar genügende kinetische Energie, um dauernd durch ihren Stoß neue Ionen zu schaffen; jedoch genügt die Zahl der so gebildeten Ionen nicht, um die Entladung stabil zu erhalten, ohne daß gleichzeitig dauernd ein äußerer Ionisator zur Bildung neuer Ionen mitwirkt. Zu dieser Gruppe ist die Entladung in der Wehneltschen Ventilröhre zu rechnen. Der künstliche Ionisator besteht hier aus einer glühenden, mit Oxyd bestrichenen Kathode, welche dauernd Elektronen abgibt. Im Gegensatz zur selbständigen Entladung sind also die Elektronen nicht erst durch die auf die Kathode zufliegenden positiven Ionen zu schaffen; der Kathodendunkelraum mit dem beträchtlichen Kathodenfall verschwindet daher, und es genügt ein Spannungsabfall von nur etwa 12 Volt, um den von der Kathode ausgehenden Elektronen die zur Stoßionisierung nötige Energie zu geben. Eine solche Wehneltsche Entladungsröhre muß ausgesprochene Ventilwirkung zeigen, denn bei einer Vertauschung der Pole der angelegten Batterie tritt an der nunmehr kalten Kathode ein hoher Kathodenfall

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. Leipzig 1902.

auf, und erst wenn die Spannung größer als dieser Kathodenfall ist, fließt ein Strom. Auch in der durchlässigen Richtung kann der Strom eine nennenswerte Stärke erst erreichen, wenn Stoßionisation eintritt. Die hierzu nötige Elektrodenspannung heißt die Mindestspannung des Ventils.

3. Theorie der Liebenröhre. Nach diesen allgemeineren Ausführungen sind wir imstande, uns ein Bild von den Entladungsvorgängen in der Liebenröhre zu machen. Die Verhältnisse werden hier durch Einführung einer dritten Elektrode, des Siebes, kompliziert. In dem unteren Entladungsraume zwischen dem Sieb und der Kathode haben wir offenbar im wesentlichen die Verhältnisse der Wehneltröhre, im oberen Raume dagegen im wesentlichen die Bedingungen der selbständigen Glimmlichtentladung. Dementsprechend ist an dem nach oben als Kathode wirkenden Siebe ein Dunkelraum zu beobachten. Dadurch, daß die Ionen aus dem einen Raum in den anderen übertreten können, beeinflussen sich die Entladungen gegenseitig, und zwar muß bei zunehmender Spannung zwischen Sieb und Kathode die Zahl der von unten durch das Sieb hindurchtretenden Ionen größer werden. Zur Erklärung des Weiteren ziehen wir die von R. Seeliger[1]) aufgestellte und genauer verfolgte Hypothese heran. Sie sucht die merkwürdige Erscheinung zu deuten, daß die Wegstrecke, welche die Elektronen bzw. Ionen zurücklegen müssen, um durch ihren Stoß ionisieren zu können, nicht nur vom Gasdruck, der Natur des Gases usw., sondern auch von der Stromdichte, also der Zahl der neben- und hintereinander fliegenden Teilchen abhängig ist. Seeliger nimmt an, daß ein Atom nicht sofort beim ersten Stoß zertrümmert wird, sondern nachdem es erst durch einen oder mehrere Stöße gelockert ist. Daraus würde folgen, daß bei großer Stromstärke die zur Stoßionisation erforderliche Energie der stoßenden Teilchen kleiner sein kann als bei geringer Stromstärke. Im vorliegenden Falle würde die Lockerung der Teilchen von den aus dem unteren Entladungsraume durch die Löcher des Siebes hindurchtretenden negativen Teilchen besorgt werden können, und zwar im ganzen Dunkelraum, aber auch unmittelbar über dem Sieb. Dadurch muß einerseits der Kathodenfall verkleinert werden, wie in der Tat aus der beobachteten Zunahme des Stromes J zwischen Anode und Kathode zu folgern ist, andererseits kann der Fall eintreten, daß die vom Sieb aus nach oben fliegenden Elektronen schon früher, also z. B. schon beim vierten und nicht erst beim fünften Stoß

1) R. Seeliger, Ann. d. Phys. (4) 18, 764—780, 1912.

auf ein Atom dieses zertrümmern. Der Dunkelraum müßte also kleiner werden. Diese mögliche Folgerung aus der Theorie wird ebenfalls durch das Experiment bestätigt.

Es ist ferner zu erwarten, daß auch die von oben nach unten durch das Sieb tretenden positiven Ionen Einfluß auf die Entladung haben. Wie unten näher gezeigt wird, lassen sich dadurch gewisse, bisweilen zu beobachtende Schwankungen der Entladung erklären.

Nach den vorstehenden Ausführungen ist als das Charakteristikum der Entladung in der Liebenröhre die Veränderung des Kathodenfalles am Siebe durch die von unten durch das Sieb eintretenden Ionen und Elektronen zu betrachten. Es sei erwähnt, daß es sich hierbei um eine wohlbekannte Erscheinang handelt. Bereits im Jahre 1903 untersuchte G. C. Schmidt[1]) ausführlich die Beeinflussung des Kathodenfalles durch Ionen, welche künstlich in den Dunkelraum hineingebracht wurden. Er fand, daß der Kathodenfall vermindert wird. Eine der von ihm benutzten Anordnungen unterscheidet sich von der Anordnung der Liebenröhre wesentlich nur dadurch, daß statt der Glühkathode eine gewöhnliche Kathode verwendet wurde. Hier wie dort treten negative Teilchen von hinten durch ein als Kathode wirkendes Sieb oder Drahtnetz. In anderen Fällen erzeugte G. C. Schmidt in einem seitlichen Ansatz des Rohres Kathoden- und Kanalstrahlen und ließ sie schräg auf die Kathode bzw. in den Duukelraum eintreten.

Auf Grund der entwickelten Vorstellungen ist es schließlich möglich, die Verstärkerwirkung der Röhre und den Verlauf der für die Röhre charakteristischen Kurven $J = f(i)$ vorauszusehen. Bedeutet A den Anodenfall, K den Kathodenfall, V den Spannungsabfall in dem übrigen Teil der Entladungsbahn, J die Stromstärke, E die Spannuug der speisenden Batterie und R den äußeren Widerstand, so gilt die Gleichung:

$$E = JR + A + K + V$$

oder

$$J = \frac{E - K - (A + V)}{R}$$

Mit abnehmendem Kathodenfall wächst also der Strom J. Indem wir in erster Annäherung $A + V$ neben K vernachlässigen, also auch ihre Abhängigkeit von J, ergibt sich

$$J = \frac{E - K}{R}$$

1) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) 12, 622—652, 1903.

Wird der Strom i im Siebkreise, von sehr kleinen Werten beginnend, allmählich vergrößert, so herrscht zunächst im unteren Raume unselbständige Entladung, es treten nur sehr wenig Ionen durch das Sieb nach oben, der Kathodenfall wird nicht merklich verringert. Bei einer gewissen Stärke des Stromes i erfolgt plötzlich Stoßionisation im unteren Teile. Die große Zahl der durch das Sieb tretenden Ionen bedingt eine plötzliche starke Verminderung des Kathodenfalles, welche nach der für J geltenden Gleichung um so mehr ins Gewicht fällt, als sie in der zunächst kleinen Differenz $E - K$ auftritt. Bei weiterer Vergrößerung des Stromes i wächst einerseits die Zahl der durch das

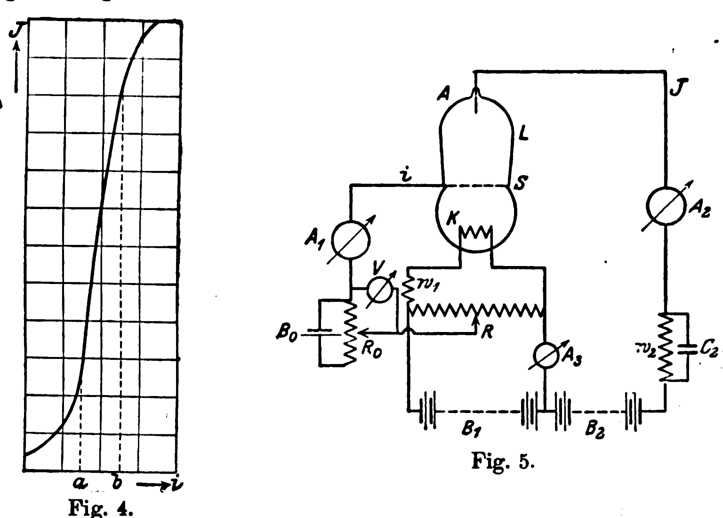


Fig. 4.

Fig. 5.

Sieb nach oben tretenden Ionen wesentlich langsamer an als zu Beginn der Stoßionisation, andererseits wirkt wegen des nunmehr größeren Wertes der Differenz $E - K$ die Verringerung von K immer weniger auf J ein. Für $K = o$ wird schließlich J durch i kaum noch beeinflußt werden. Die hiernach folgende Beziehung zwischen i und J ist durch die Kurve der Fig. 4 wiedergegeben. Die Zone a—b des stärksten Anstieges der Kurve, das Stadium der eintretenden Stoßerregung im unteren Entladungsraume, entspricht der größten Verstärkung. Experimentell ist diese für die Verstärkerwirkung der Röhre charakteristische Kurve bereits verschiedentlich gefunden worden.

Bei den bisherigen Überlegungen haben wir nur stationäre Zustände betrachtet. Es ist vorausgesetzt, daß die Erscheinungen durchaus die gleichen sind, sofern die verschiedenen die Entladung be-

stimmenden Größen wie Strom, Spannung usw. gleiche Werte haben. Bei allen sehr langsamen Änderungen ist diese Annahme im großen und ganzen erfüllt. Bei schnellen Änderungen dagegen, wie sie gerade im vorliegenden Falle der Verstärkung durch die Liebenröhre interessieren, kann von einem stationären Zustande in jenem Sinne nicht mehr die Rede sein. Wie verschiedene neuere Untersuchungen gezeigt haben, ist der Zustand einer Entladung von der Vorgeschichte abhängig. Z. B. beobachtet man bei Aufnahme der sogenannten Charakteristik, d. h. der Abhängigkeit der Elektrodenspannung vom Strom, bei schnellen Änderungen unter gewissen Umständen verschiedene Werte der Spannung, je nachdem die Änderung im Sinne wachsender oder abnehmender Ströme erfolgt. Man spricht von einer dynamischen Charakteristik im Gegensatz zur statischen. Diese Erscheinungen sind offenbar auf eine gewisse Trägheit der die Entladung beeinflussenden Vorgänge zurückzuführen. Obgleich sich im einzelnen die Ursachen dieser Trägheit noch nicht mit Sicherheit angeben lassen, so wird man doch kaum fehlgehen, wenn man die von Herweg[1]) vorgeschlagene Annahme macht, daß die verhältnismäßig langsamen Temperatur- und Druckänderungen die Trägheit bedingen. Freilich sind gegen diese Anschauung von anderer Seite Einwände erhoben worden[2]). Als weitere Ursache kämen noch in Betracht elektrische Ladungen der Glaswände, die Diffusion der Ionen, die nach den gaskinetischen Vorstellungen allerdings sehr schnell verlaufen müßte, und außerdem geringe Temperaturschwankungen der Glühkathode, welche sich zum Teil durch das umgebende Gas ausgleichen müssen und wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit desselben den Stromschwankungen nur mit einer gewissen Trägheit folgen werden.

Die Trägheit der Liebenröhre zeigte sich schon bei den ersten orientierenden Versuchen. Wegen der Bedeutung der Erscheinung für die Anwendung der Röhre zur Verstärkung schwacher Wechselströme, insbesondere für Meßzwecke, haben wir die folgenden Untersuchungen angestellt.

4. Versuche mit Gleichstrom. Bei den Versuchen mit Gleichstrom wurde die in Fig. 5 wiedergegebene Schaltung angewandt. Die Milliamperemeter A_1 und A_2 dienten zur Messung der Ströme i und J, das Voltmeter V zur Messung der Spannung zwischen Sieb und Kathode, das Amperemeter A_2 zur Messung des Heizstromes.

1) Herweg, Phys. Zeitschr. 13, 639, 1912.
2) Kuno Fischer, Phys. Zeitschr. 14, 703, 1913.

Dem Sieb wurde die Spannung durch eine Potentiometerschaltung zugeführt, bestehend aus der Batterie B_0 von 80 Volt und dem Widerstand R_0 mit Gleitkontakt. Der eine Pol des Spannungsteilers war mit dem Schleifkontakt eines Widerstandes verbunden, welcher parallel zur Heizbatterie lag. Der Heizstrom der Kathode wurde durch den Widerstand w_1 reguliert, der Widerstand w_2 verhinderte ein unbeschränktes Anwachsen des Stromes im Anodenkreise. Von der technischen Schaltung der Fig. 2 unterschied sich die hier benutzte Anordnung nur durch die Anwendung des Potentiometers mit der Batterie B_0 im Siebkreise. Diese Schaltung wurde gewählt, um auch höhere Spannungen als die der Heizbatterie an das Sieb legen zu können und um ferner den Heizstrom der Kathode unabhängig von der Siebspannung variieren zu können.

Bei der beschriebenen Anordnung der Röhre ist in der Kathode selbst ein Spannungsabfall bis zu etwa 30 Volt vorhanden, der sogar zur Aufrechterhaltung einer leuchtenden Entladung zwischen den einzelnen Punkten der Kathode ausreicht. Hierdurch wird die Spannung zwischen Sieb und Kathode undefiniert und das elektrische Feld inhomogen. Daher herrscht die früher erwähnte kritische Spannung immer nur zwischen einem Punkte der Kathode und dem Sieb. Es soll versucht werden, statt des langen Glühbandes mehrere möglichst kurze einander parallel zu schalten. Auf diese Weise ließe sich die kritische Spannung zwischen einem größeren Bereich der Glühkathode und dem Sieb herstellen, was vermutlich zu einer Erhöhung des Verstärkungsgrades führen würde.

Eine besondere Schwierigkeit bestand bei allen Versuchen mit der Röhre darin, quantitativ reproduzierbare Verhältnisse zu erreichen. An verschiedenen Tagen zeigte sich unter scheinbar gleichen äußeren Bedingungen ein verschiedenes Verhalten, das oft schon an der Farbe des leuchtenden Gases erkennbar war. Als Ursache dieser Erscheinung wird man die unbestimmten Druck- und Temperaturverhältnisse in der Röhre ansprechen können. Wie erwähnt, ist zwar ein Druckregulator vorgesehen, derselbe reicht aber offenbar zum Ausgleich der bei starker Beanspruchung auftretenden Druckverschiebungen nicht aus.

Bei den Messungen mit Gleichstrom stellte sich, worauf schon früher hingewiesen wurde, der stationäre Zustand der Entladung bei einer Änderung der Spannung zwischen Sieb und Kathode erst nach geraumer Zeit ein. Wird der Strom i, mit kleinen Werten beginnend, stufenweise gesteigert, und wartet man nach jeder Änderung mit der Ablesung der Meßinstrumente so lange, bis die Ausschläge kon-

stant geworden sind, so erhält man für die Abhängigkeit der Ströme J und i voneinander Kurven vom Typus der Fig. 4. Zur Aufnahme dieser Kurve war eine Zeit von mehreren Stunden erforderlich. Gleichwohl ergibt sich ein wesentlich anderer Kurvenverlauf beim Rückgang auf kleinere Werte des Stromes i, und zwar liegt diese Kurve höher als die bei steigendem Strom erhaltene (Fig. 4). Diese Erscheinung wurde weiter verfolgt, indem wiederum der Strom i, von kleinen Werten ausgehend, bis zu einem gewissen Werte gesteigert und darauf wieder vermindert wurde, wobei die Ablesungen unmittelbar nach den Änderungen des Stromes i erfolgten. Es ergaben sich so Kurven vom Typus der Figur 6.

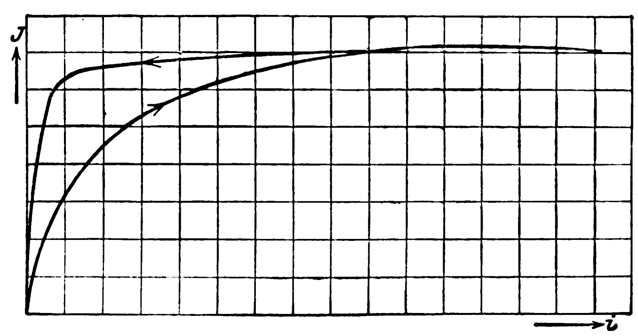


Fig. 6.

Ganz entsprechend weisen auch die Kurven, welche die Abhängigkeit des Stromes i bzw. J von der Spannung e zwischen Sieb und Kathode darstellen, getrennte Äste für steigenden und fallenden Strom auf. Als Ursache dieser Erscheinung werden wir nach den früheren Ausführungen die Trägheit der Entladungsvorgänge ansehen können. Aus dem Umstande, daß bei der Kurve $J = f\,(e)$ die beiden Äste weiter auseinander fallen, also eine größere Fläche einschließen als bei der Kurve $i = f\,(e)$, ist zu schließen, daß jene Trägheitserscheinungen sich vor allem oberhalb des Siebes abspielen.

Den betrachteten Stromänderungen läuft eine deutliche Änderung des Aussehens der Entladung parallel. Bei kleinen Strömen i ist der schon erwähnte Dunkelraum oberhalb des Siebes verhältnismäßig groß (1—2 cm); mit wachsendem Strom schrumpft er merklich zusammen, im Einklang mit der von Seeliger vertretenen Auffassung, und verschwindet bei Erreichung des genannten Maximums von J fast völlig. Dieses Bild bleibt unverändert, solange bei der nachfolgenden Ver-

ringerung von i der Strom J jenen hohen Wert beibehält. In dem Entladungsraume unterhalb des Siebes ist außer einer Zunahme der Helligkeit mit wachsenden Strömen i und J keine merkliche Änderung zu beobachten.

Bisweilen wurde auf dem an- und absteigenden Aste der Kurve ein labiler Zustand passiert, der dadurch gekennzeichnet ist, daß der Dunkelraum sprunghaft zu- und abnimmt (die Röhre flackert). Wir haben versucht, uns die Erscheinung auf ionentheoretischer Grundlage zu erklären. Die Tatsache, daß schon bei sehr niedriger Spannung zwischen Sieb und Kathode unmittelbar unter dem Siebe das Gas leuchtet, beweist, daß hier Stoßionisation vorhanden ist. Diese Ionisation kann nicht von Teilchen herrühren, die ihre Geschwindigkeit in dem schwachen Felde Kathode—Sieb erlangt haben, sondern sie muß auf solche Teilchen zurückzuführen sein, welche aus dem oberen Entladungsraume stammen. Offenbar sind es positive Ionen, welche in dem Dunkelraume oberhalb des Siebes ihre Ionisierungsgeschwindigkeit erreicht haben. Sobald nun die Spannung zwischen Sieb und Kathode gerade den kritischen Wert besitzt, bei dem die von der Glühkathode ausgehenden Teilchen im unteren Raume durch ihren Stoß ionisieren, wird hier eine starke Häufung von Ionen eintreten. Die durch das Sieb hindurchtretenden Ionen genügen, den Kathodenfall am Siebe fast zum Verschwinden zu bringen. Nun verdankt aber noch ein wesentlicher Teil dieser Ionen seine Entstehung dem Stoß der von oben durch das Sieb hindurchtretenden positiven Ionen, und die von Elektronen unterhalb des Siebes gebildeten Ionen reichen für sich nicht aus, den Kathodenfall dauernd klein zu halten. Da andererseits der kleine Kathodenfall den nach unten fliegenden positiven Ionen nicht mehr die Ionisierungsgeschwindigkeit erteilen kann, so sinkt die Ionenzahl am unteren Raume wieder, und der Kathodenfall am Siebe wird wieder größer. Das hat zur Folge, daß von neuem positive Ionen beschleunigt durch das Sieb nach unten treten, das Spiel wiederholt sich. Steigert man jedoch die Spannung zwischen Sieb und Kathode noch weiter, so genügen bereits die von den Elektronen der Glühkathode durch Stoß erzeugten Ionen allein, um dauernd den Kathodenfall am Siebe klein zu halten, der Zustand ist stabil.

5. Versuche mit Wechselstrom von 50 Perioden. Die Versuche mit 50periodigem Wechselstrom kamen in der Weise zur Ausführung, daß sowohl der dem Siebkreis zugeführte, zu verstärkende Wechselstrom i als auch der im Anodenkreis auftretende stark pulsierende Strom J mittels eines Siemens-Blondelschen Oszillographen

aufgenommen wurde. Die Aufnahme erfolgte nacheinander auf demselben Blatte unter Benutzung derselben hochempfindlichen Schleife des Apparates. Die genauere Schaltung ist aus Fig. 7 ersichtlich. Von der früher bei den Gleichstrommessungen benutzten Anordnung unterscheidet sie sich vor allem dadurch, daß das Potentiometer im Siebkreis von Wechselstrom gespeist wird, und zwar durch den an die Wechselstromzentrale angeschlossenen Haupttransformator. Ferner ist im Sieb- und Anodenkreis je ein Widerstand eingeschaltet, von dem die Meßschleife des Oszillographen unter Vorschaltung eines passenden

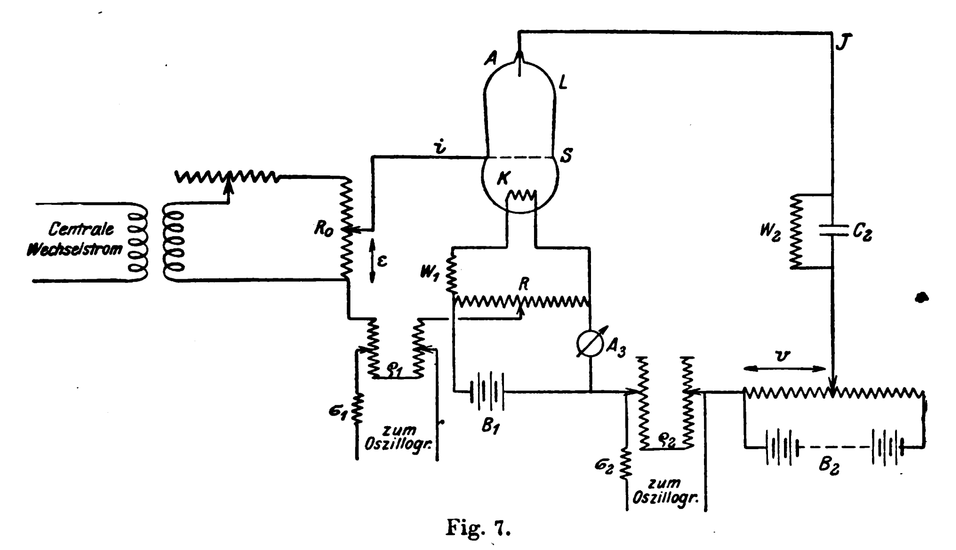


Fig. 7.

Widerstandes abgezweigt wird. Mit Absicht sind die kleinen Transformatoren, welche bei der eingangs beschriebenen technischen Verstärkeranordnung benutzt werden, bei den vorliegenden Messungen nicht verwandt, um etwaige Störungen durch das Eisen zu vermeiden.

Bei den Messungen wurden folgende Größen variiert:

1. die Amplitude E des dem Sieb zugeführten Wechselstroms,
2. der Heizstrom in der Kathode i_h.
3. die mittlere Gleichspannung e zwischen Sieb und Kathode,
4. die Spannung V zwischen Anode und Kathode.

Die Änderung von e erfolgte hier durch Verschieben des Gleitkontaktes an dem Widerstand R. Zur Änderung von V diente eine Potentiometerschaltung mit einer maximalen Spannung von etwa 240 Volt.

Es wurden nun jeder der genannten Größen drei verschiedene Werte gegeben (vgl. dagegen weiter unten), die in aufsteigender Folge durch die Indizes 1, 2 und 3 bezeichnet sind, und für die einzelnen möglichen Kombinationen die Stromkurven aufgenommen. Bis auf einige, weniger charakteristische sind die so erhaltenen Kurven in den Fig. 8 bis 27 wiedergegeben. Zum Verständnis derselben sei bemerkt, daß bei den Kurven für i und J die derselben Phase entsprechenden Ausschläge nach entgegengesetzten Seiten gewählt sind; die Gleichstromkomponente des Stromes J entspricht einer Verschiebung nach unten. In der Fig. 9 sind nur die Ströme J dargestellt. Die Empfindlichkeit bei den einzelnen Aufnahmen ist verschieden. Die Tabelle (Seite 236) enthält die zur Reduktion auf gleiche Empfindlichkeit nötigen Werte der Widerstände σ und ϱ, die der Oszillographen-

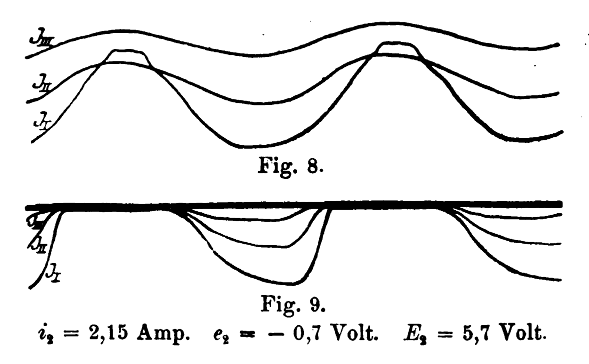


Fig. 8.

Fig. 9.

$i_2 = 2{,}15$ Amp. $e_2 = -0{,}7$ Volt. $E_2 = 5{,}7$ Volt.

schleife vor- bzw. parallelgeschaltet sind. Bei einer Reihe der mit großer Empfindlichkeit aufgenommenen Kurven fallen die übergelagerten Zacken auf, bei anderen Kurven fehlen sie wegen der geringen Empfindlichkeit fast völlig. Die Ursache für diese Erscheinung wird man in einer Kapazitätswirkung der Röhre zu suchen haben, eine Annahme, die durch Versuche über die Erzeugung hochfrequenter Ströme mittels der Liebenröhre nahegelegt wird. Durch diese Kapazität werden gewisse Oberschwingungen des benutzten Wechselstromes der städtischen Zentrale verstärkt.

Die Oszillogramme sind auf S. 233—235 in 3 Hauptgruppen angeordnet. Die Fig. 10 bis 14 der ersten Spalte wurden bei der Heizstromstärke $i_1 = 1{,}85$ Amp., die der zweiten Spalte, Fig. 15 bis 20, bei der Heizstromstärke $i_2 = 2{,}15$ Amp. und die der dritten Spalte, Fig. 21 bis 26 sowie Fig. 27 in der ersten Spalte, bei der Heizstromstärke $i_3 = 2{,}30$ Amp. aufgenommen. In jeder dieser Gruppe folgen

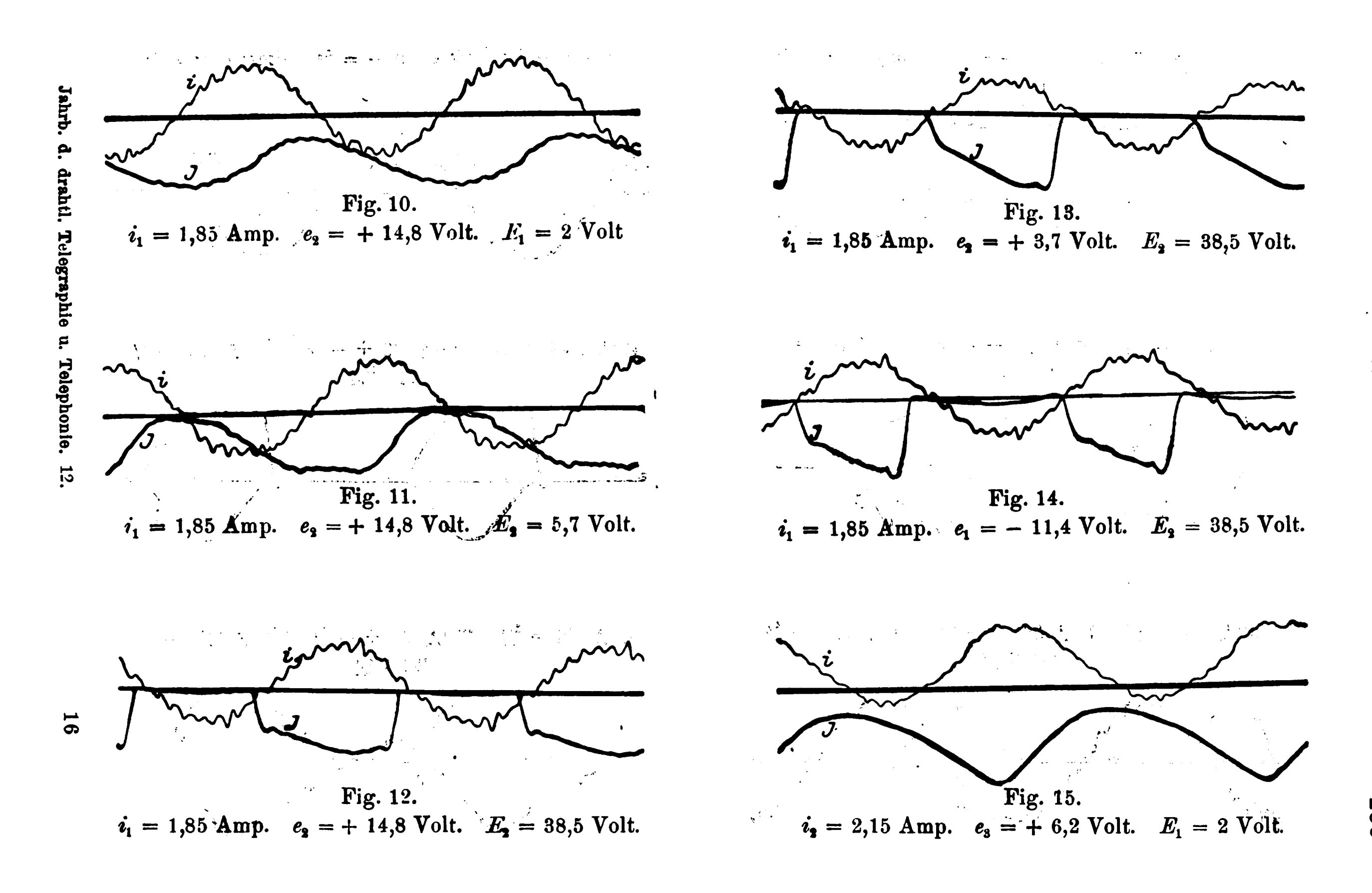


Fig. 10. $i_1 = 1{,}85$ Amp. $e_2 = + 14{,}8$ Volt. $E_1 = 2$ Volt

Fig. 11. $i_1 = 1{,}85$ Amp. $e_2 = + 14{,}8$ Volt. $E_2 = 5{,}7$ Volt.

Fig. 12. $i_1 = 1{,}85$ Amp. $e_2 = + 14{,}8$ Volt. $E_2 = 38{,}5$ Volt.

Fig. 13. $i_1 = 1{,}85$ Amp. $e_2 = + 3{,}7$ Volt. $E_2 = 38{,}5$ Volt.

Fig. 14. $i_1 = 1{,}85$ Amp. $e_1 = - 11{,}4$ Volt. $E_2 = 38{,}5$ Volt.

Fig. 15. $i_2 = 2{,}15$ Amp. $e_3 = + 6{,}2$ Volt. $E_1 = 2$ Volt.

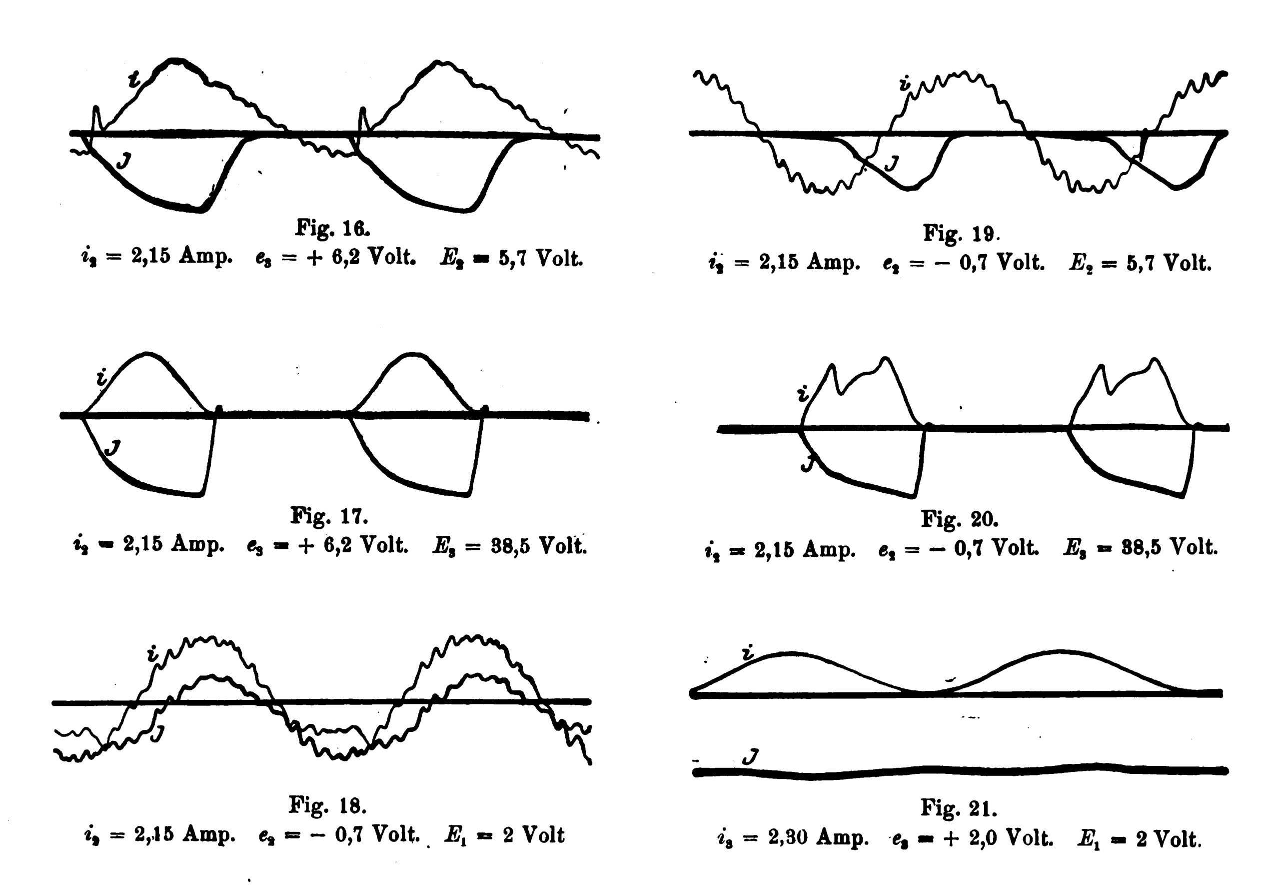


Fig. 16.
$i_2 = 2{,}15$ Amp. $e_3 = +\,6{,}2$ Volt. $E_2 = 5{,}7$ Volt.

Fig. 19.
$i_2 = 2{,}15$ Amp. $e_2 = -\,0{,}7$ Volt. $E_2 = 5{,}7$ Volt.

Fig. 17.
$i_2 = 2{,}15$ Amp. $e_3 = +\,6{,}2$ Volt. $E_3 = 38{,}5$ Volt.

Fig. 20.
$i_2 = 2{,}15$ Amp. $e_2 = -\,0{,}7$ Volt. $E_3 = 38{,}5$ Volt.

Fig. 18.
$i_2 = 2{,}15$ Amp. $e_2 = -\,0{,}7$ Volt. $E_1 = 2$ Volt

Fig. 21.
$i_3 = 2{,}30$ Amp. $e_3 = +\,2{,}0$ Volt. $E_1 = 2$ Volt.

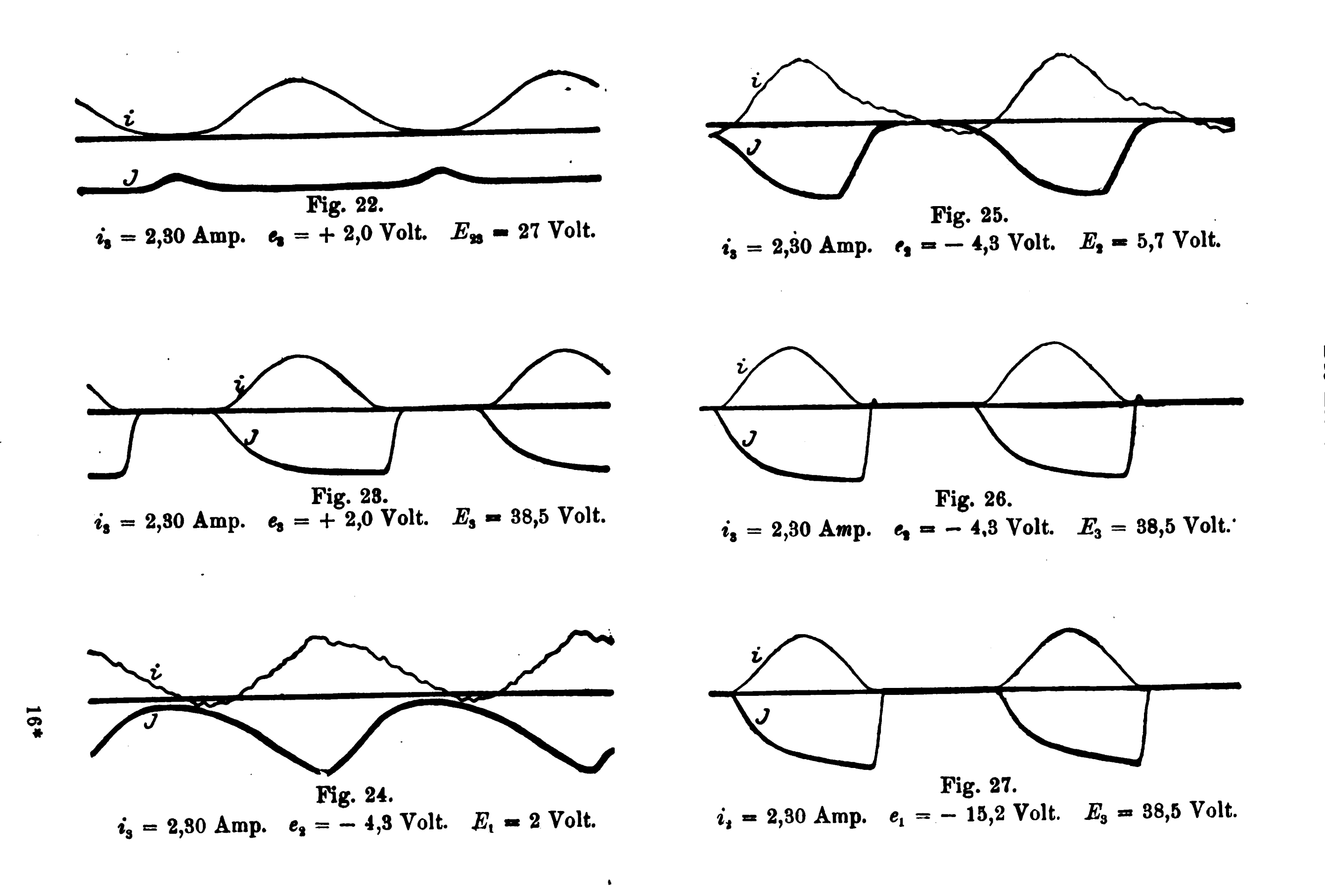


Fig. 22. $i_3 = 2{,}30$ Amp. $e_3 = +2{,}0$ Volt. $E_{23} = 27$ Volt.

Fig. 25. $i_3 = 2{,}30$ Amp. $e_2 = -4{,}3$ Volt. $E_2 = 5{,}7$ Volt.

Fig. 23. $i_3 = 2{,}30$ Amp. $e_3 = +2{,}0$ Volt. $E_3 = 38{,}5$ Volt.

Fig. 26. $i_3 = 2{,}30$ Amp. $e_2 = -4{,}3$ Volt. $E_3 = 38{,}5$ Volt.

Fig. 24. $i_3 = 2{,}30$ Amp. $e_2 = -4{,}3$ Volt. $E_1 = 2$ Volt.

Fig. 27. $i_2 = 2{,}30$ Amp. $e_1 = -15{,}2$ Volt. $E_3 = 38{,}5$ Volt.

die bei sonst gleichen Bedingungen, aber wachsender Amplitude des Wechselstromes erhaltenen Kurven aufeinander. Diese drei Amplituden entsprechen etwa den Effektiverten der Spannung an dem Abzweigwiderstand R_0 (Fig. 7): $E_1 = 2$ Volt, $E_2 = 5{,}7$ Volt, $E_3 = 38{,}5$ Volt.

Figur	Bei Aufnahme der Kurve für i		Bei Aufnahme der Kurve für J	
	Abzweigwiderstand ϱ_1	Vorschaltwiderstand σ_1	Abzweigwiderstand ϱ_2	Vorschaltwiderstand σ_2
9	—	—	347 Ohm	11000 Ohm
10	833 Ohm	500 Ohm	347 „	1000 „
11	833 „	500 „	347 „	1500 „
12	833 „	200 „	347 „	1200 „
13	446 „	100 „	347 „	2500 „
14	446 „	100 „	347 „	1200 „
15	833 „	1500 „	347 „	8000 „
16	833 „	1500 „	347 „	10000 „
17	297 „	10000 „	347 „	11000 „
18	833 „	200 „	347 „	50 „
19	833 „	200 „	347 „	4000 „
20	833 „	9000 „	347 „	11000 „
21	570 „	5000 „	347 „	17000 „
22	570 „	12000 „	347 „	17000 „
23	446 „	20000 „	347 „	15000 „
24	833 „	2000 „	347 „	9000 „
25	833 „	3000 „	347 „	11000 „
26	570 „	18000 „	347 „	12000 „
27	833 „	20000 „	347 „	10000 „

Nur bei der Aufnahme Fig. 22 wurde ein Zwischenwert $E_{23} = 27$ Volt gewählt, um den Einfluß wachsender Spannung deutlicher hervortreten zu lassen. Die mittlere Gleichspannung e zwischen Sieb und Kathode ist außer von der Stellung des Gleitkontaktes am Widerstande R noch von der Stärke des Heizstromes i_h abhängig. Bei den Versuchen wurden dem Gleitkontakt drei Stellungen gegeben, und zwar außer der Mittelstellung die beiden Endstellungen. Die in den Oszillogrammen angegebenen Werte der mittleren Spannung e sind insofern nur angenähert richtig, als eine geringe Abhängigkeit von der Größe des Abzweigwiderstandes R_0 unberücksichtigt geblieben ist.

Zunächst fällt bei den meisten Aufnahmen die starke Verzerrung der Stromkurven auf. Nur bei den kleinsten Amplituden der Wechselstromkomponente von i (im folgenden mit $\tilde{\imath}$ bezeichnet) ist J rein sinusförmig. Durch die Anwendung einer besonderen Schaltung, bei welcher die Gleichstromkomponente von J kompensiert wurde, konnte bei sehr schwachen Wechselströmen die reine Sinusform der J-Kurven

mit großer Empfindlichkeit nachgewiesen werden. Der Widerstand ϱ_2 in der Schaltung der Fig. 7 wurde hier ersetzt durch eine Kompensationsanordnung, die aus Fig. 28 ohne weiteres verständlich ist. S bedeutet die Schleife des Oszillographen. Fig. 8 gibt drei so erhaltene Stromkurven wieder bei verschiedenen Amplituden des dem Siebkreis

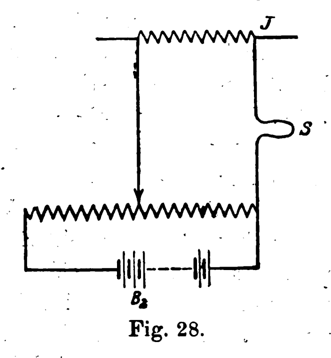


Fig. 28.

zugeführten Wechselstromes. Die Kurven liegen übereinander, weil nur bei einer Aufnahme genau kompensiert war. Die Spannung des dem Siebkreis zugeführten Wechselstromes betrug bei

$$\text{Kurve I: } E_{\text{I}} = 1{,}4 \text{ Volt, Kurve II: } E_{\text{II}} = 0{,}6 \text{ Volt,}$$
$$\text{Kurve III: } E_{\text{III}} = 0{,}25 \text{ Volt.}$$

Während bei Kurve I noch deutliche Verzerrung im oberen Teil zu beobachten ist, verschwindet sie bei den beiden anderen Kurven. Man kann hiernach sagen, daß bei der benutzten Röhre unter den vorliegenden Bedingungen die Verzerrung der Kurvenform bei einer Spannung von etwa 1 Volt eintritt.

Mit wachsender Amplitude des Wechselstromes $\tilde{\imath}$ nimmt der Grad der Verzerrung von J zu. Dies zeigen deutlich die einzelnen Gruppen der Aufnahmen bei wachsender Spannung E, z. B. Fig. 10 bis 12, 15 bis 17, 18 bis 20, 24 bis 26. Eine Erklärung für dieses Verhalten der Röhre ist zum Teil in ihrer Gleichrichterwirkung zu suchen. J wird Null, sobald der dem Siebkreise zugeführte Wechselstrom die Spannung zwischen Sieb und Kathode soweit verkleinert, daß die Elektronen bzw. negativen Ionen von der Glühkathode her nicht mehr durch das Sieb hindurchtreten können. Dementsprechend fällt die Kurve für J teilweise mit der Zeitachse zusammen. Wie zu erwarten, zeigen die Aufnahmen, daß J eine um so längere Zeit Null bleibt, je größer $\tilde{\imath}$ ist. Auch die Kurven für i besitzen eine mit wachsendem E zunehmende Verzerrung. Die Ursache ist wiederum in der Gleich-

richterwirkung der Röhre zu suchen, welche nach den früheren Ausführungen erst einsetzt, wenn die an die Röhre (Sieb—Kathode) gelegte Wechselspannung größer als die Mindestspannung ist.

Eine weitere Erscheinung, welche die Aufnahmen bei wachsender Spannung R immer schärfer hervortreten lassen, ist der relativ langsame Anstieg der Kurven auf der einen Seite und der schnelle Abfall auf der anderen. Dazwischen liegt ein längeres oder kürzeres Gebiet, in welchem der Strom keine merklichen Änderungen erfährt (vgl. Fig. 13, 14, 16, 17, 19, 20, 23, 25—27). Dieser Verlauf der Kurven ist durchaus in Übereinstimmung mit den bei langsamen Zykeln aufgenommenen Diagrammen (Fig. 6) und zwar ist die Abflachung der Kurven für J lediglich durch den Verlauf der oben aus theoretischen Überlegungen abgeleiteten charakteristischen Kurve $J = f(i)$ (Fig. 4) bedingt, während sich in dem verschieden steilen Anstieg und Abfall der Kurven wiederum die Trägheit der Entladungsvorgänge in der Röhre bemerkbar macht. Auf die Trägheit der Entladung dürfte auch die Erscheinung zurückzuführen sein, daß bei kleiner Amplitude der dem Siebe aufgedrückten Wechselspannung die nur wenig verzerrten Kurven für J eine z. T. beträchtliche Phasenverschiebung gegen i aufweisen, wie z. B. Fig. 10 zeigt.

Änderungen des Heizstromes i_h und der dem Sieb aufgedrückten Gleichspannung e äußern sich in den Kurven wesentlich in gleicher Weise, und zwar verbreitert sich das Gebiet konstanter Amplitude in den Kurven für J mit wachsendem Heizstrom i_h und wachsender Spannung e zwischen Sieb und Kathode. Dies zeigen die Fig, 12, 17, 23 und 20, 26 für den Fall wachsenden Heizstromes, die Fig. 27, 26, 23 nnd 14, 13, 12 für den Fall wachsender Spannung. Die Erscheiuung ist darauf zurückzuführen, daß eine Variation von e und i_h eine Änderung der Gleichstromkomponente von J nach sich zieht, über die sich die aus der charakteristischen Kurve (Fig. 4) zu entnehmenden Änderungen von J lagern, d. h. es wird in der charakteristischen Kurve der dem Gleichstromwerte von i und J entsprechende Punkt verschoben, um welchen die Wechselstromkomponenten von i und J pendeln. Daß eine Änderung der Größen i_h und e wesentlich gleichen Einfluß hat, zeigt auch der Vergleich der Kurven Fig. 15 bis 17 mit 18 bis 20 und 10 bis 12 oder auch der Fig. 21 bis 23 mit 24 bis 26 und 15 bis 17. Man sieht, daß eine Verkleinerung von e oder i_h die Verzerrung vermindert.

Den Einfluß einer Änderung der Spannung im Anodenkreise zeigen die 3 Kurven für J der Fig, 9. Die Spannung zwischen Anode

und Kathode betrug hier 244, 147 und 62 Volt. Da außer der Abnahme der Amplitude eine Änderung der Kurvenform kaum zu beobachten ist, so wurden alle übrigen Aufnahmen bei der maximalen Spannung $V = 244$ Volt gemacht.

Der Parallelismus der Erscheinungen bei Wechselstrom und langsamen Zyklen ist noch auffälliger, wenn man statt der Oszillogramme

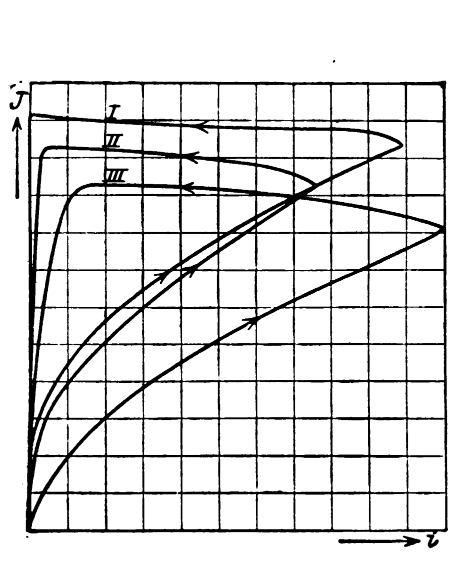


Fig. 29.

Kurve I nach Fig. 23.
Kurve II nach Fig. 26.
Kurve III nach Fig. 27.

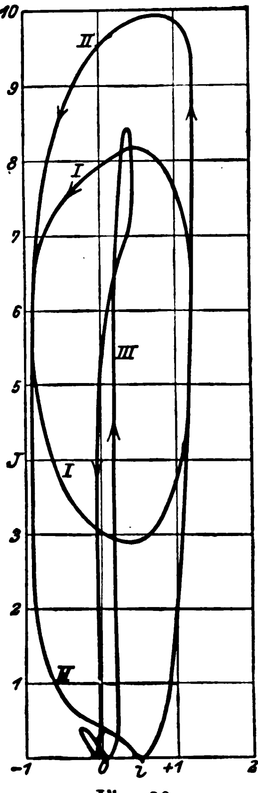


Fig. 30.
Kurve I nach Fig. 10.
Kurve II nach Fig. 11.
Kurve III nach Fig. 12.

die ihnen entsprechenden charakteristischen Kurven $J = f(i)$ betrachtet. Die Fig. 29 und 30 geben einige dieser Kurven wieder. Sie sind bereits auf gleiche Empfindlichkeit reduziert und in gleichem Maßstab aufgetragen und gestatten daher einen unmittelbaren Schluß auf den Grad der Verstärkung. Diese Kurven sofern sie Versuchen mit

größeren Spannungen E entsprechen (Fig. 29), sind bei den langsamen Zykeln erhaltenen durchaus ähnlich. Bei abnehmender Verzerrung werden die Kurven ellipsenförmig. Wie die Figuren erkennen lassen, schwankt die Verstärkung, d. h. das Verhältnis $J:i$, etwa zwischen 2,7 und 11 bei den Versuchen der Fig. 30.

6. Versuche mit hochfrequenten Schwingungen. Von besonderem Interesse war es, zu untersuchen, ob auch bei noch schnelleren Schwingungen Kurvenverzerrungen auftreten. Die Versuche, welche diese Frage entscheiden sollten, besitzen mehr orientierenden Charakter. Folgende Meßmethode wurde benutzt. Zur Erzeugung des zu verstärkenden Stromes diente ein Poulsen-Lichtbogen, der wegen der großen Kapazität im Schwingungskreise außer der Grundschwingung eine Reihe stark ausgeprägter harmonischer Oberschwingungen anregte. Die Verzerrung des verstärkten Stromes im Anodenkreis ergab sich aus dem Verhältnis der Amplituden einiger jener Oberschwingungen im unverstärkten und verstärkten Strome. Dabei wurde der Poulsen-Kreis mit dem Siebkreise der Röhre lose gekoppelt und die Oberschwingungen sowohl in dem primären Poulsen-Kreise als auch in dem Anodenkreise mittels eines Wellenmessers gemessen. Da die stets schwache Kuppelung beider Kreise mit dem Wellenmesser und auch diejenige des Wellenmessers mit dem ein Galvanometer enthaltenden aperiodischen Kreise konstant blieb, so ist das beobachtete Verhältnis der Galvanometerausschläge bei Abstimmnng auf die einzelnen Oberschwingungen ein direktes Maß für die Verzerrung. Die Messungen wurden durch die Schwankungen der Poulsen-Lampe und der Liebenröhre sehr erschwert. Gleichwohl konnte die Verzerrung mit Sicherheit nachgewiesen werden. Ein Beispiel einer Messung sei hier mitgeteilt. Die Wellenlänge der Grundschwingung betrug etwa 5000 m; bei Abstimmung des Wellenmessers auf die erste und dritte harmonische Oberschwingung ergaben sich folgende Ausschläge α des Galvanometers:

1. Im Siebkreis, I. Oberschwingung	$\alpha = 87$ mm
III. „	$\alpha = 46$ „
2. Im Anodenkreis, I. Oberschwingung . . .	$\alpha = 12$ mm
III. „	$\alpha = 84$ „
3. Im Siebkreis, I. Oberschwingung	$\alpha = 86$ mm
III. „	$\alpha = 45$ „

Erst eine genauere Analyse der Kurven, insbesondere der Nachweis, daß die Kurven für J wie bei 50periodigem Wechselstrom auf

der einen Seite steiler verlaufen als auf der anderen, würde die Frage entscheiden, ob auch bei hochfrequenten Schwingungen Trägheitserscheinungen mit als Ursache der Kurvenverzerrungen anzunehmen sind.

Zusammenfassung. Auf Grund der Ionenhypothese wurde eine allgemeine Theorie der Entladung in der Liebenröhre entwickelt. Diese Theorie läßt das Verhalten der Röhre bei Gleich- und Wechselstrom, insbesondere die Verzerrung der Kurvenform bei stärkeren Strömen voraussehen. Die beschriebenen Versuche bei Gleichstrom, 50 periodigem Wechselstrom und hochfrequenten Schwingungen bestätigen die theoretischen Überlegungen. Wegen der auftretenden Verzerrungen ist die Röhre für quantitative Messungen nur mit Vorsicht zur Stromverstärkung zu verwenden. Dagegen dürfte sie in ihrem wichtigsten Anwendungsgebiet, dem der Telephontechnik, wegen der geringen Intensität der Sprechströme auch nach den hier gesammelten Erfahrungen große Vorteile bieten.

Charlottenburg, Mai 1914.

(Eingesandt 11. September 1916.)

Einige neuere Verbesserungen am Audionempfänger.[1]

Von **Edwin H. Armstrong.**[2]

(Nach Proceedings of The Institute of Radio Engineers **3**, 215—247, 1915 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Das Audion als Detektor und Verstärker.

Die Grundcharakteristik für den Betrieb des Audions ist die Beziehung zwischen dem Anodenstrom und dem Potential des Gitters in bezug auf den Faden, nämlich den negativen Pol des Fadens. Eine solche Charakteristik ist in Fig. 1 dargestellt, und aus ihr entnehmen wir, daß eine positive Ladung auf dem Gitter eine Steige-

1) Vgl. Jahrbuch 9, 383 und 393.

2) Dem Institute of Radio Engineers zu New York vorgelegt am 3. März 1915 und der Sektion Boston am 29. April 1915. (Das einleitende Material zu dieser Arbeit wurde ursprünglich als briefliche Diskussionsbemerkung zu der Arbeit „Long Range Reception with Combined Crystal Rectifier and Audion Amplifier“ von Haraden Pratt vorgebracht. Die ersten sechs Figuren sind mit gütiger Erlaubnis von Electrical World abgedruckt; die übrigen Figuren und der Text erscheinen hier zum ersten Male.)

rung des Anodenstromes hervorruft und eine negative Ladung auf dem Gitter eine Abnahme dieses Stromes. Wenn man das Audion als Verstärker benutzt und zwischen dem Gitter und dem Faden eine elektromotorische Wechselstromkraft anlegt, so ändert sich der Gleichstrom

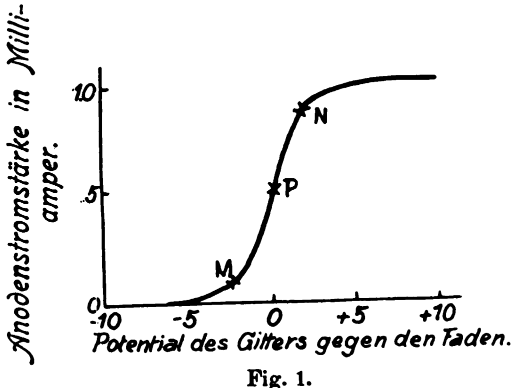


Fig. 1.

im Anodenkreise gemäß der in der Fig. 1 dargestellten Charakteristik und erzeugt eine dem Gleichstrom überlagerte Wechselstromwelle, welche dieselbe Phase und dieselbe Frequenz hat wie die angelegte elektromotorische Kraft. Schematisch wird diese Wirkung durch Fig. 2 dargestellt.

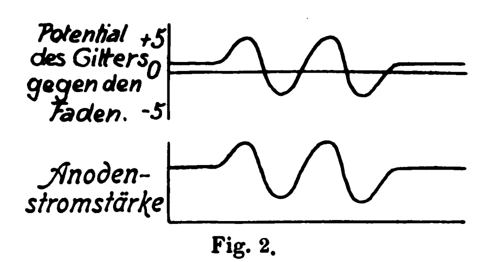


Fig. 2.

Die Wirkungsweise des Audions als Detektor für Schwingungen solcher Schwingungszahl, wie sie in der drahtlosen Telegraphie vorkommen, ist von jener als einfacher Verstärker ganz verschieden. Man muß eine solche Schaltung anwenden, daß die Wirkung einer Gruppe von Schwingungen einer in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Schwingungszahl im Gitterkreise des Audions in eine einzige Änderung der Stromstärke in den Telephonen von solcher Schwingungszahl umgesetzt wird, wie sie dem Audion entspricht.

Das übliche Verfahren besteht darin, die Ventilwirkung zwischen der heißen und der kalten Elektrode bei niederen Drucken zu benutzen, und die hierzu verwendete Schaltungsweise ist in Fig. 3 dargestellt. Bei dieser Schaltungsart liegen zwei verschiedene Wirkungen

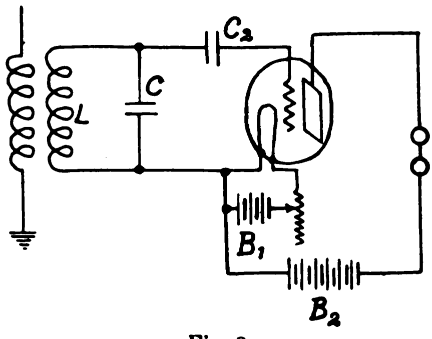


Fig. 3.

vor: eine Gleichrichterwirkung und eine Verstärkerwirkung. Der geschlossene Schwingungskreis LC, Faden, Gitter und Kondensator C_2, verhält sich genau wie ein Flemingscher Ventilempfänger: die ankommenden Schwingungen werden zwischen Gitter und Faden gleichgerichtet,

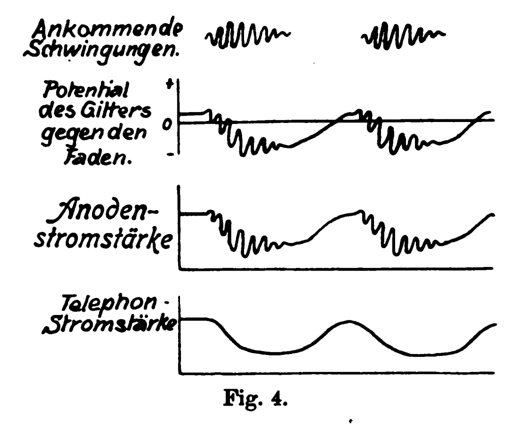


Fig. 4.

und der gleichgerichtete Strom wird benutzt, um den Kondensator C_2 aufzuladen (wobei die mit dem Gitter verbundene Belegung natürlich negativ wird). Das negative Gitter übt dann auf den Anodenstrom eine Relaiswirkung aus, indem es ihn verringert; der Anodenstrom kehrt dann auf seinen normalen Wert zurück, wenn die Ladung auf

dem Gitterkondensator über das Gitter abfällt und das Gitter sein normales Potential wieder annimmt. Wenn das Audion richtig gebaut ist, führt die Relaiswirkung zu einer Verstärkung der zum Gebrauch

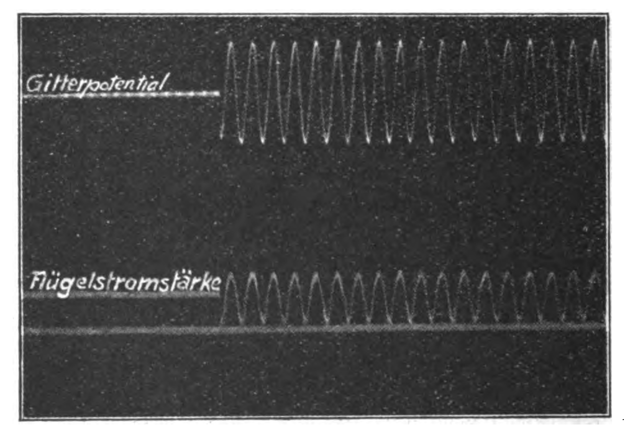


Fig. 5.

in den Telephonen verfügbaren Energie gegenüber jener, die in einem einfachen Gleichrichter zu Gebote stehen würde. Fig. 4 gibt die Merkmale des Ventilverfahrens zum Nachweis von Schwingungen an.

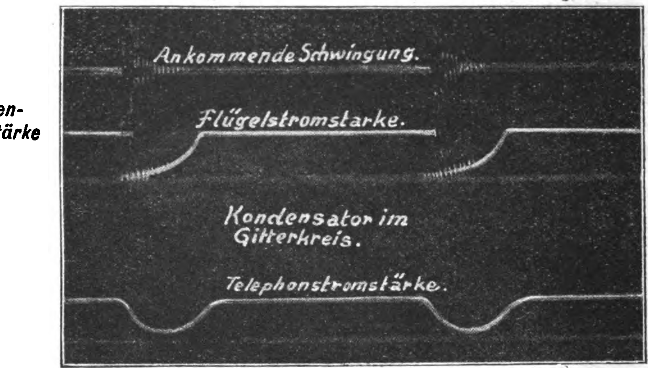


Fig. 6.

In Gemeinschaft mit Herrn Professor Morecroft habe ich kürzlich Oszillogramme aufgenommen, welche die bereits angegebenen Erklärungen bestätigen. Diese Oszillogramme und die Hilfsmittel, mit denen wir sie erhalten haben, sind in den Figg. 5, 6, 7 dargestellt.

Wie man sieht, zeigt also die Benutzung des Audions als Detektor für Schwingungen mit Schwingungszahlen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie vorkommen, daß das Audion nicht nur als Gleichrichter arbeitet, sondern zugleich auch als Überträger der Radiofrequenzen; die Schwingungen im Gitterkreise erregen also Schwingungen ähnlichen Charakters im Anodenkreise des Audions. In dem gewöhnlichen Detektorsystem wird die Übertragerwirkung nicht benutzt. Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist nun, zu zeigen, daß man sie nutzbar machen kann, um den Empfang von Signalen in einer Weise zu verbessern,

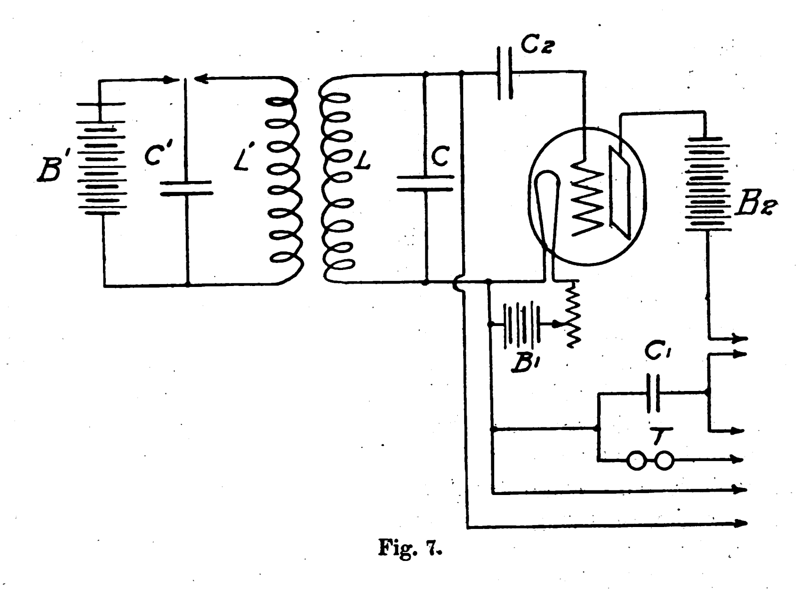


Fig. 7.

welche alle die einzelnen Vorteile des Audions bei dessen Verwendung als einfacher Detektor vollkommen in den Schatten stellt. Der gewöhnliche Detektorkreis wird durch Fig. 3 veranschaulicht, und die in ihm vorkommenden Erscheinungen lassen sich schematisch durch die Kurven der Fig. 4 zusammenfassend darstellen. Aus diesen Kurven ist zu ersehen, daß die Schwingungen mit Radiofrequenzen, die im Anodenkreise der Fig. 3 bei Verwendung des gewöhnlichen Audions vorhanden sind, notwendig klein sind, sowie ferner, daß sie für ein Ansprechen der Telephone ohne Wert sind. Wenn man aber dafür sorgt, ihre Amplitude zu verstärken und sie für die Verstärkung der Schwingungen im Gitterkreise nutzbar zu machen, wird es möglich, einige sehr bemerkenswerte Ergebnisse zu erzielen.

Verstärkung von Radiofrequenzschwingungen durch das Audion.

Es gibt zwei Wege, die Schwingungen des Gitterkreises mit Hilfe jener im Anodenkreise zu verstärken. Das einfachste Verfahren ist vielleicht das, die beiden Schwingungskreise in der durch Fig. 6 dargestellten Weise miteinander zu koppeln. Die Figur ist im wesentlichen dieselbe wie Fig. 3, aber durch die Einführung der induktiv gekoppelten Spulen L_2 und L_3 in den Gitterkreis bzw. in den Schwingungskreis und durch den Kondensator C_2 abgeändert, der einen Weg von niedriger Impedanz zwischen den Telephonen für die Radiofrequenzen bildet. In einem derartigen System erregen ankommende Signale Schwingungen im Gitterkreise, und diese übertragen sich auf den Anodenkreis, wo sie Änderungen in der Stromstärke des Gleichstromes verursachen, dessen Energie von der Batterie B_2 geliefert wird. Mit Hilfe der Koppelung M_2 wird ein Teil dieser Energie der Schwingungen im Anodenkreise wieder auf den Gitterkreis rückwärts übertragen und dadurch die Amplitude der Schwingungen im Gitterkreise vergrößert. Die verstärkten Schwingungen im Gitterkreise wirken dann mittels des Gitters auf den Anodenkreis zurück und erzeugen größere Veränderungen der Stromstärke im Anodenkreise und verstärken dadurch die Schwingungen des Systems noch weiter. Gleichzeitig mit diesem Vorgange verläuft die gewöhnliche Detektorwirkung; der Kondensator C_1 wird in der üblichen Weise geladen, speichert aber eine Ladung auf, die nicht der ursprünglichen Stärke der Signale proportional ist, sondern der Endamplitude der Schwingungen im Gitterkreise. Das Ergebnis ist ein verstärktes Ansprechen des Telephons, proportional der Energievermehrung der ursprünglichen Schwingungen im Gitterkreise. Aus der Betriebscharakteristik (der Beziehung zwischen Gitterpotential und Anodenstrom) ersieht man, daß die Amplitude der Änderung der Anodenstromstärke unmittelbar von der Änderung des Gitterpotentiales abhängig ist. Dieser Umstand weist darauf hin, daß man dem Gitterkreis eine große Induktanz und eine kleine Kapazität geben muß, um die größtmöglichste Spannung zu erhalten, die an das Gitter angelegt werden kann. Für Wellenlängen mäßiger Größe kann man den Abstimmungskondensator C im Gitterkreise ganz und gar fortlassen und nur die Kapazität des Audions allein zur Abstimmung des Schwingungskreises benutzen. Für lange Wellen wird die verteilte Kapazität der Induktanz des Gitterkreises so hoch im Vergleich zur Kapazität des Audions, daß man bessere Ergebnisse erhält, wenn man einen Abstimmungskondensator benutzt, um die Punkte größter Potentialdifferenz zwischen Gitter und Faden des Audions genau festzulegen.

Bei dem zweiten Verfahren zur Verstärkung der Schwingungen im Gitterkreise wird der Anodenkreis des Audions mit Hilfe einer Induktanz abgestimmt, die in der durch Fig. 9 veranschaulichten Weise eingeschaltet wird. Diese Schaltungsweise unterscheidet sich von dem in Fig. 3 dargestellten gewöhnlichen Detektorkreise durch die Hinzufügung der Spule L_4 und des Kondensators C_2. Auf welche Art die Gitterschwingungen verstärkt werden, wird am besten durch folgende Auseinandersetzung verständlich werden. Wenn in dem System keine Schwingungen bestehen, wird die Potentialdifferenz zwischen Faden und Anode annähernd die Spannung der Batterie B_2 sein. Wenn aber im Gitterkreise Schwingungen erregt werden und

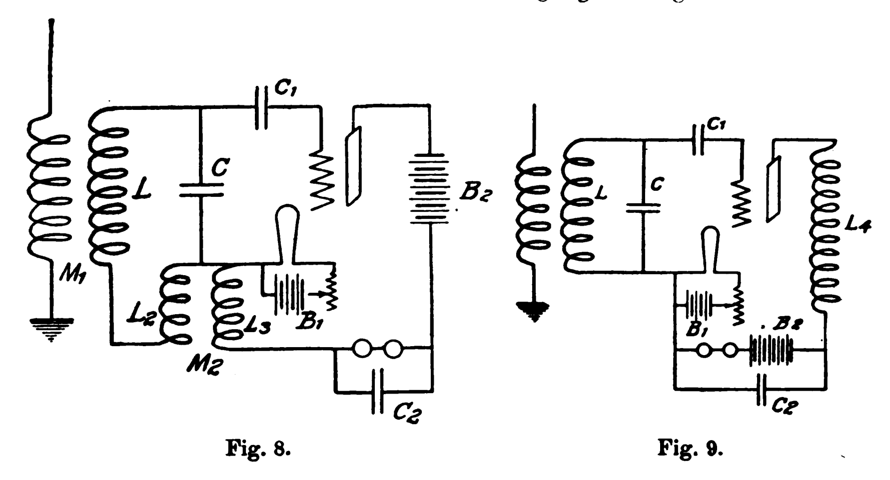


Fig. 8. Fig. 9.

im Anodenkreise Radiofrequenzänderungen der Stromstärke hervorrufen, ändert sich das Potential des Flügels gegenüber dem Faden in dem Maße, wie die Reaktanzspannung der Anodeninduktanz die Spannung der Batterie abwechselnd erhöht und erniedrigt. Wenn dem Gitter eine negative Ladung erteilt wird, so wird der Anodenstrom schwächer werden, und die Richtung der Reaktanzspannung der Anodeninduktanz wird daher dieselbe sein wie die der Spannung der Batterie B_2. Die Reaktanzspannung wird daher die Batteriespannung verstärken, und die Potentialdifferenz zwischen Flügel und Faden sowie auch zwischen Anode und Gitter wird größer werden. In ähnlicher Weise wird, wenn dem Gitter eine positive Ladung erteilt wird, die Anodenstromstärke vermehrt, und die Reaktanzspannung der Anodeninduktanz wirkt dann der Batteriespannung entgegen und

verursacht eine Abnahme der Potentialdifferenz zwischen Gitter und Anode. Nehmen wir also an, daß dem Gitter eine negative Ladung erteilt werde, so wird das Streben der entsprechenden Potentialerhöhung der Anode gegenüber dem Gitter dahin gehen, mehr Elektronen aus dem Gitter herauszuziehen; dadurch erhöht sich die Ladung auf dem aus Anode und Gitter gebildeten Kondensator, und die Energie, welche diese Ladung liefert, wird aus der Anodeninduktanz entnommen, wenn die Anodestromstärke abnimmt. Die erhöhte negative Ladung auf dem Gitter sucht eine noch weitere Abnahme der Anodenstromstärke herbeizuführen sowie eine weitere Energieabgabe aus der Anodeninduktanz in den Gitterkreis. Wenn dagegen dem Gitter eine positive Ladung erteilt wird, vermindert sich die Potentialdifferenz zwischen Gitter und Anode, und ein Teil der Energie, die in dem von ihnen

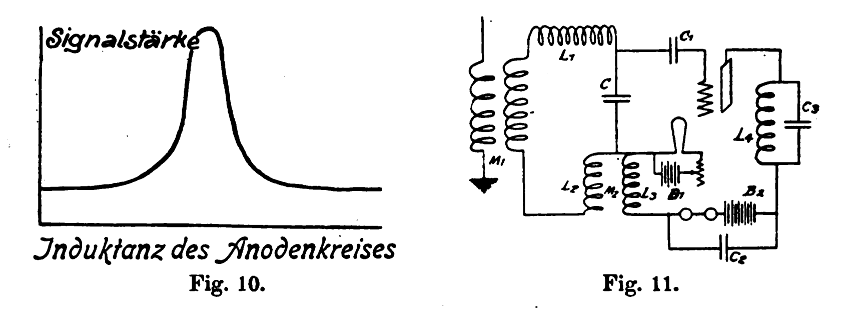


Fig. 10. Fig. 11.

gebildeten Kondensator aufgespeichert ist, wird der Anodeninduktanz zurückgegeben. Während dieses Teiles des Kreislaufes werden Elektronen aus dem umgebenden Raume zum Gitter gezogen, um den Gitterkondensator gemäß der bekannten Ventilwirkung zu laden, und das ist tatsächlich ein Leitungsstrom, so daß eine Entziehung von Energie aus dem Schwingungskreise stattfindet. Trotz dieser Energieentziehung ist indessen eine scharfe Resonanzerscheinung zwischen der Kapazität des Audions und der Induktanz der Anode zu erwarten, und es stellt sich heraus, daß eine solche beim Empfang von Signalen tatsächlich vorhanden ist. Wenn die Anodeninduktanz richtig auf die Resonanzfrequenz eingestellt ist, wird Energie frei aus dem Anodenkreise auf den Gitterkreis übertragen, und es entstehen in letzterem Schwingungen, die in üblicher Weise gleichgerichtet werden.

In Fig. 10 ist eine Kurve dargestellt, welche den allgemeinen Zusammenhang zwischen Signalstärke und Wert der Anodeninduktanz veranschaulicht; bei ihrer Aufnahme wurden die aus Fig. 9 ersicht-

lichen Schwingungskreise benutzt. Da die Kapazität des Audions das hauptsächliche Hilfsmittel für die Übertragung der Energie aus dem Anodenkreise auf den Gitterkreis bildet, erhält man die besten Ergebnisse, wenn der Kondensator C sehr klein ist. Wegen der sehr kleinen Kapazität des Audions tritt die Wirksamkeit dieses Abstim-

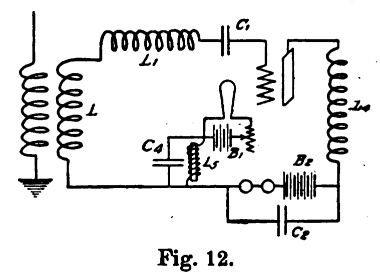


Fig. 12.

mungsverfahrens bei den höheren Schwingungszahlen stärker hervor; man erhält aber bei Verwendung eines Nebenschlußkondensators parallel zur Induktanz des Anodenkreises eine sehr gute Verstärkung bei Frequenzen von nur 30000 (Wellenlänge 10000 m). Die besten Ergebnisse erhält man indessen mit einer Koppelungsanordnung und einer

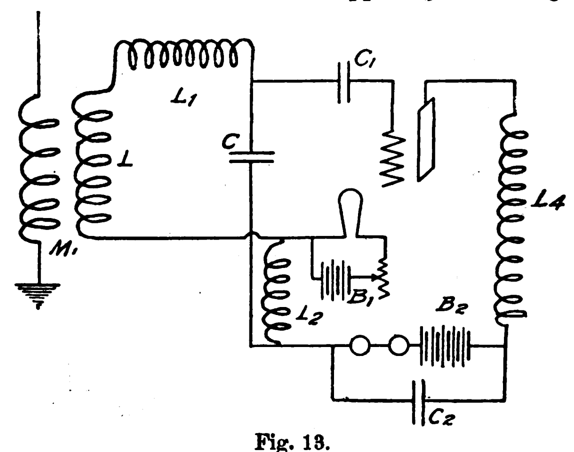


Fig. 13.

Abstimmung des Anodenkreises, wie sie in Fig. 11 veranschaulicht werden. Man kann auch andere Koppelungsarten zwischen Gitterkreis und Anodenkreis anwenden; die Figg. 12 und 13 zeigen eine elektrostatische und eine direkte magnetische Koppelung. Die in Fig. 13 dargestellte Anordnung arbeitet in derselben Weise wie das System mit der Koppelung zwischen den beiden Spulen; die in Fig. 12

dargestellte elektrostatische Koppelung aber arbeitet auf eigene Weise. Bei dieser Schaltung muß man den Anodenkreis für den Gleichstrom der Batterie vervollständigen, und das geschieht durch Kurzschließen des Koppelungskondensators C_4 durch eine Spule mit hoher Selbstinduktion. Der Gleichstrom des Anodenkreises fließt durch diese Spule, und C_4 liefert einen Umgehungsweg von geringer Impedanz zu dieser Spule für die Radiofrequenzschwingungen des Gitterkreises und des Anodenkreises. Erhält das Gitter eine positive Ladung, so ist die Folge eine Zunahme der Stromstärke im Anodenkreise; dabei lädt die Wechselstromkomponente des Anodenkreisstromes den Kondensator C_4, und die Summe der durch C_4 und L_4 fließenden Ströme ist gleich dem durch das Audion fließenden Strome. Wird dem Gitter eine negative Ladung erteilt, so wird die Stromstärke im Audion vermindert und die Induktanz L_5 durch den zu ihr parallel gelegten Kondensator entladen und lädt diesen in entgegengesetztem Sinne wie bei Erhöhung der Stromstärke des Anodenstromes. In beiden Fällen entlädt sich dann C_4 durch den Gitterkreis und verstärkt die Schwingungen in diesem.

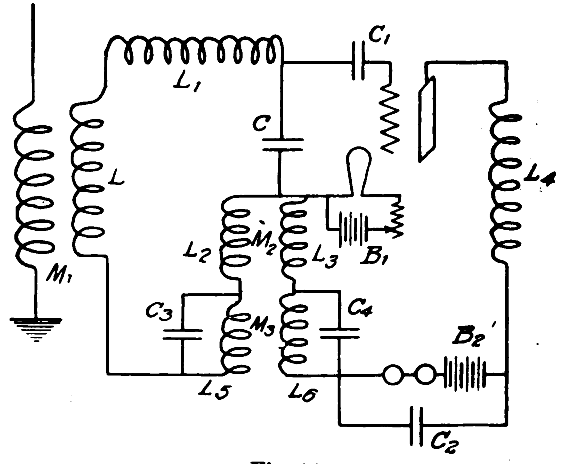


Fig. 14.

Verstärkung der Audionfrequenz.

Man kann mit jedem dieser Systeme ein System von Audionfrequenzkreisen verbinden, welches den Telephonkreis in genau derselben Weise verstärkt, in der die Radiofrequenzschwingungen verstärkt werden. Ein solches System zeigt Fig. 14. Hier stellt M_2 die Koppelung für die Radiofrequenzen dar, und die Spulen haben eine verhältnismäßig

kleine Selbstinduktion. M_3 ist die Koppelung für die Audionfrequenzen, und der Umformer besteht aus Spulen mit einer Selbstinduktion von der Größenordnung eines Henry oder darüber. Die Kondensatoren C_3 und C_4 haben den doppelten Zweck, M_3 auf die Audionfrequenz abzustimmen und die Radiofrequenzen hindurchzulassen. Die gesamte mit dieser Kombination erreichte Verstärkung schwacher Signale ist bei Verwendung der gewöhnlichen Audionbirne eine etwa hundertfache. Bei stärkeren Signalen wird die Verstärkung in dem Maße geringer, als man sich der Grenze für das Ansprechen des Audions nähert.

Das Audion als Generator und Schwebungsempfänger.

Jeder Übertrager, der zugleich ein Energieverstärker ist, kann benutzt werden, um durch Rückübertragung eines Teiles der Energie in dem Kreise, der die Batterie enthält, auf den Kontrollkreis kontinuierliche Schwingungen zu erzeugen und den letzteren Kreis dauernd erregt zu erhalten. Sorgt man für eine genügend enge Koppelung zwischen dem Gitterkreise und dem Anodenkreise, so wird dem Gitterkreise genügend Energie zugeführt, um ihn dauernd in Schwingung zu erhalten, und infolgedessen bestehen in allen Teilen des Systems Schwingungen ähnlicher Frequenz. Die Frequenz dieser Schwingungen ist annähernd die des geschlossenen Gitterkreises, wenn der Abstimmungskondensator dieses Kreises groß gegenüber der Kapazität des Audions ist. Wenn diese Kapazität klein ist, wird der Anodenkreis einen größeren Einfluß auf die Frequenz des Systems haben, und diese wird sich jener des Gitterkreises nicht so weit nähern. Wenn ein solches System von Kreisen schwingt, ist es, wie sich ergeben hat, nicht nur möglich, kontinuierliche Wellen mittels des Schwebungsverfahrens zu empfangen, sondern auch, sie sehr erheblich zu verstärken.

Die hierbei mitspielenden Erscheinungen werden am besten unter Zuhilfenahme der Figg. 15 und 16 verständlich. Diese Figuren zeigen den Zusammenhang zwischen der Anodenstromstärke und der Zeit zu Beginn der Schwingung. Wenn das Audion beginnt, als Generator zu wirken, werden die Gitterschwingungen dauernd gleichgerichtet, um den Gitterkondensator zu laden, und diese Ladung fließt dauernd ab, entweder durch das Gitter oder durch einen besonderen hohen Widerstand, der in Nebenschluß zu dem Kondensator gelegt wird. In dem Maße, wie sich die negative Ladung auf dem Gitterkondensator anhäuft, erniedrigt sie den Wert der Gleichstromkomponente des Anodenstromes und begrenzt daher die Amplitude der Schwingungen

im Gitterkreise, bis schließlich ein Punkt erreicht wird, wo das Maß, in dem dem Gitterkondensator Elektrizität zugeführt wird, gerade gleich dem Maße ist, in welchem sie abfließt. Wir wollen nun die Wirkung betrachten, welche eine auftreffende kontinuierliche Welle auf das System ausübt, deren Frequenz sich wenig von jener der lokalen Schwingungen unterscheidet. Die Gegenwart der lokalen Schwingungen wird die verstärkenden Kräfte des Systems in keiner Weise stören, und die ankommenden Schwingungen werden sich in

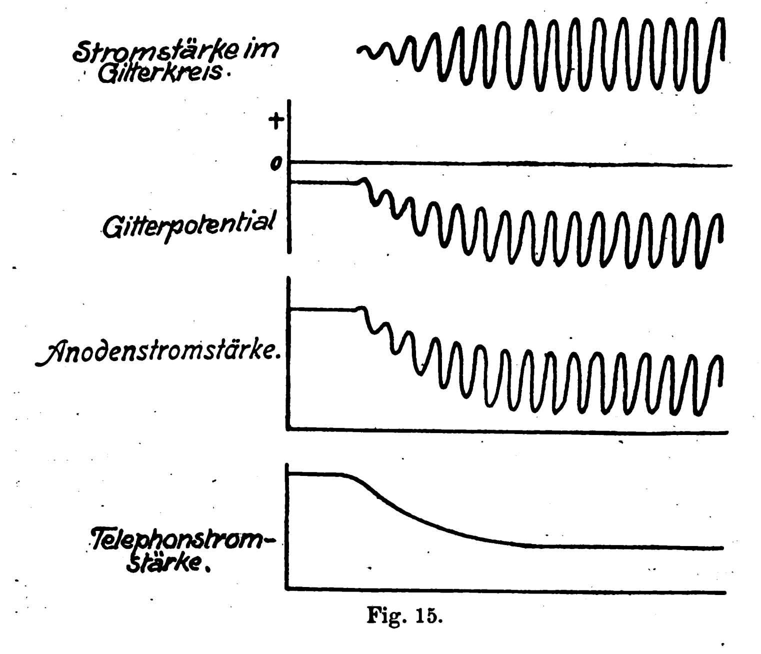


Fig. 15.

genau derselben Weise aufbauen wie im schwingungsfreien Zustande, aber wegen der engeren Koppelung zwischen Gitter und Anode in stärkerem Maße. Gleichzeitig mit der Verstärkung der ankommenden Wellen entstehen Schwebungen zwischen den Lokalströmen und den Signalströmen, und deren Wirkung besteht darin, die Amplitude der Schwingungen in dem System abwechselnd zu vergrößern und zu verringern. Aus Fig. 15 wird ersichtlich, daß, wenn dieser stetige Zustand erreicht wird, eine auf irgendwelche Weise entstandene Verstärkung der Amplitude der Gitterschwingungen die Ladung auf dem Gitterkondensator vermehren wird; dadurch wird eine Abnahme des Mittelwertes des Anodenstromes und infolgedessen eine Abnahme des

Telephonstromes hervorgebracht. Andererseits wird eine Abnahme der Amplitude der Schwingungen einem Teil der negativen Ladung auf dem Gitter das Abfließen gestatten und dadurch eine Zunahme der Telephonstromstärke ermöglichen. Wenn sich daher ankommende und lokale Schwingungen addieren, nimmt die negative Ladung auf dem Gitterkondensator zu, und die Folge ist eine Abnahme der Telephonstärke. Wenn die beiden Frequenzen einander entgegengesetzt sind, so fließt ein Teil der Ladung auf dem Gitterkondensator ab, und

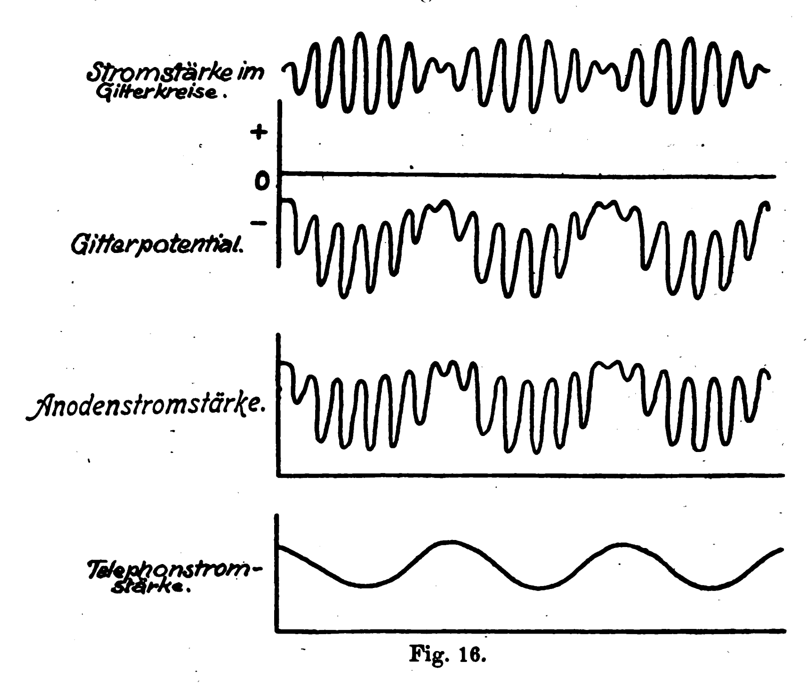


Fig. 16.

es erfolgt eine Zunahme der Telephonstromstärke. Das Ergebnis ist die Entstehung eines Wechselstromes in den Telephonen mit einer Frequenz gleich der Differenz der Frequenzen der lokalen und der ankommenden Schwingungen, und dieser Wechselstrom hat die bemerkenswerte Eigenschaft, nahezu einfach harmonisch zu sein. Fig. 16 veranschaulicht die Charakteristik dieses Empfangsverfahrens. Die ganze Erscheinung läßt sich wie folgt zusammenfassen. Die auftreffenden Wellen werden in dem System gleichzeitig verstärkt und zusammengesetzt, so daß Schwebungen mit einer lokalen Schwingung entstehen, die durch das Audion dauernd aufrecht erhalten werden.

Die Radiofrequenzschwebungen werden dann durch das Audion gleichgerichtet und laden das Gitter und den Gitterkondensator, und diese Ladung verändert den Elektronenstrom, der seinerseits eine verstärkende Wirkung auf die Stromstärke in den Telephonen ausübt.

Wird der Gitterkondensator fortgelassen, so ändern sich die Schwebungserscheinungen etwas, und die Audiofrequenzänderung des Telephonstromes erfolgt entsprechend der asymmetrischen Wirkung, die ich in einer früheren Veröffentlichung über die Arbeitsweise des Audion beschrieben habe. Das System ist empfindlicher mit dem Gitterkondensator; aber man erhält mit jedem der beiden Empfangsverfahren dasselbe allgemeine Ergebnis.

Besondere Eigenschaften der Schwingung.

Die Erzeugung von Schwingungen in dem System wird von einigen sehr interessanten Eigentümlichkeiten in der Arbeitsweise begleitet. Wir wollen annehmen, das Audion schwinge nicht, und die Koppelung zwischen Gitter und Anode sei ziemlich schwach. Wenn diese Koppelung verstärkt wird, gibt sich der Punkt, an welchem die Schwingungen einsetzen, durch ein schwaches Knacken im Telephon zu erkennen, das von einer geringen Änderung im Charakter der statischen Ladung begleitet wird. Die erzeugten Schwingungen haben gewöhnlich eine so hohe Frequenz und besitzen eine so konstante Amplitude, daß sie gänzlich unhörbar sind. Wird die Koppelung noch weiter verstärkt, so hört man im Telephon einen rauhen Ton, dessen Höhe mit zunehmender Koppelung sinkt. Dieser Ton entsteht durch den Zerfall der Schwingungen in Gruppen, und er tritt auf, so oft dem Gitterkondensator Elektrizität schneller zugeführt wird, als sie abfließen kann. Die Folge davon ist, daß das Gitter periodisch auf ein negatives Potential geladen wird, das genügt, um den Anodenstrom ganz zu unterbrechen, und dadurch die örtlichen Schwingungen zum Stillstand zu bringen, bis die Gitterladung abfließt und der Anodenstrom sich wieder einstellt. Die Frequenz dieser Unterbrechung hängt stark von der Kapazität des Gitterkondensators, dem Widerstande seiner Abflußbahn und der Amplitude der lokalen Schwingungen ab. Sie läßt sich von mehreren hundert Schwingungen in der Sekunde bis hinab zu einer in der Sekunde oder noch weniger verändern. Dieser Effekt ist beim Empfang von Signalen zuweilen störend, besonders bei Röhren mit hohem Vakuum. Er läßt sich indessen dadurch beseitigen, daß man das Abfließen der Ladung des Gitterkondensators durch einen Nebenschluß von hohem Widerstande verstärkt. Die beste Koppe-

lung für den Empfang kontinuierlicher Wellen liegt etwa zwischen dem Punkte, bei welchem die Schwingungen einsetzen, und dem Punkte, an welchem die Unterbrechung beginnt, und läßt sich nur durch Probieren ermitteln. In diesem Bereiche wirkt zuweilen das Auftreten eines sanften musikalischen Tones in den Telephonen störend. Dieser Ton tritt unter gewissen kritischen Bedingungen für die Koppelung mit der Antenne auf, wenn der Gitterkreis mit zwei Freiheitsgraden schwingt. Man erregt deshalb zwei wenig voneinander verschiedene Frequenzen, und diese erzeugen Schwebungen, die durch das Audion in üblicher Weise gleichgerichtet werden. Dieser Effekt ist durchaus kritisch, und wenn er zur Interferenz mit Signalen führt, wird eine geringe Neueinstellung ihn für gewöhnlich zum Verschwinden

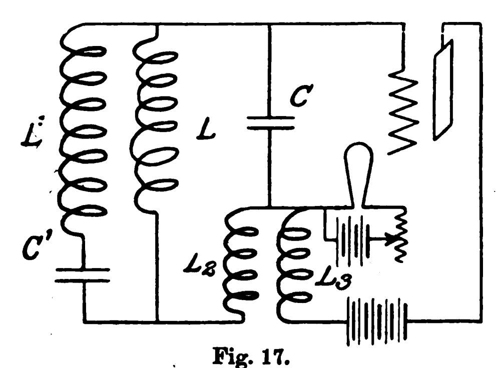


Fig. 17.

bringen. Er läßt sich indessen vollkommen stetig gestalten und nach Belieben wiederholen, und zwar mittels des in Fig. 17 angestellten Systems, in welchem zwei Gitterkreise mit verschiedenen Perioden vorgesehen sind. Es entstehen infolgedessen zwei verschiedene Frequenzen, nämlich die des Kreises LCL_2 und die andere des Kreises $L'C'L_2C$. Durch diese Anordnung kann mit Erfolg der gewöhnliche Summer ersetzt werden, wenn es gilt, Gruppen von Schwingungen zu erzeugen. Die vorstehenden Erklärungen gelten für das Audion nur dann, wenn es als Elektronenrelais benutzt wird.[1]) Wenn in der Röhre eine merkliche Menge Gas in ionisiertem Zustande enthalten ist, treten Störungen von gänzlich anderem Charakter auf.

1) Electrical World, 2. Dezember 1914; ferner Diskussion zwischen Reiss und de Forest über den Unterschied zwischen Elektronenrelais und Gasrelais in London Electrician (6. Februar 1914, S. 726; 13. März 1914, S. 956; 12. Juni 1914, S. 402; 3. Juli 1914, S. 538; 31. Juli 1914 S. 702).

Abstimmung der Audionfrequenz.

Einer der sehr bedeutenden Vorzüge des Empfängers beim Gebrauch für kontinuierliche Wellen besteht darin, daß der in den Telephonen erzeugte Wechselstrom nahezu eine reine Sinuswelle ist. Nur wenn die Audionfrequenz einfach harmonisch ist, kann man durch Abstimmung des Telephonkreises Selektivität erreichen. Eine verzerrte Welle, wie sie von Funkensignalen hervorgebracht wird, besitzt viele Oberschwingungen, und da der abgestimmte Telephonkreis jede von diesen herausfischen kann, so besteht wenig Aussicht, durch Audiofrequenzabstimmung zwei Funkensignale voneinander zu trennen. Bei kontinuierlichen Wellen indessen macht das Verfahren des Empfanges

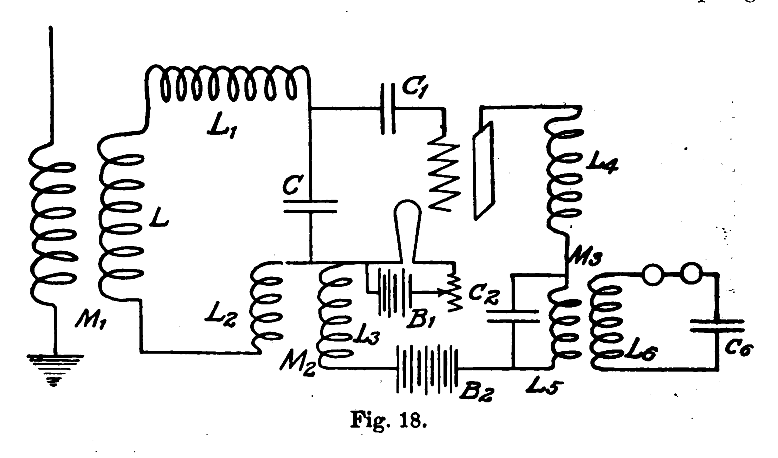


Fig. 18.

durch Schwebungen es möglich, durch Audiofrequenzabstimmung Selektivität zu erhalten; dabei ist die Resonanz vollauf so scharf wie in den Radiofrequenzkreisen. In den Figg. 18 und 19 sind zwei Verfahren der Audionfrequenzabstimmung dargestellt. In Fig. 18 ist das Telephon induktiv mit dem Anodenkreise des Audions verbunden, und zwar durch einen Umformer, dessen Sekundäre außer dem Telephon einen Abstimmungskondensator enthält. Bei dieser Schaltung liegt das Telephon, das einen Widerstand von vielen tausend Ohm hat, unmittelbar in dem abgestimmten Audiofrequenzkreise, und infolgedessen muß man zum Zwecke einer guten Abstimmung die Selbstinduktion der Spule L_6 äußerst groß machen, um das erforderliche Verhältnis zwischen der Reaktanz von L_5 und dem Widerstande des Kreises zu gewährleisten. Dieser Nachteil ist in dem in Fig. 19 abgebildeten System beseitigt, und zwar durch Entfernung der Tele-

phone aus dem Audionfrequenzkreis und durch Verwendung des letzteren zur Betätigung eines zweiten Audions. Man kann dann die Telephone in den Anodenkreis dieses zweiten Audions legen, ohne dadurch die Dämpfung des Kreises merklich zu erhöhen. Man kann daher bei vernünftigen Werten der Selbstinduktion die Abstimmung des Kreises $L_6 C_6$ einfach dadurch sehr scharf gestalten, daß man den Widerstand niedrig hält. In diesem Falle erhält man eine beträchtliche Verstärkung durch die Anwendung der Resonanz in dem Umformer M_3 zur Erhöhung der an das Gitter des zweiten Audions angelegten Spannung. Der große Vorteil dieser Art der Abstimmung erhellt aus folgendem Beispiel. Wir wollen annehmen, das ankommende Signal habe eine

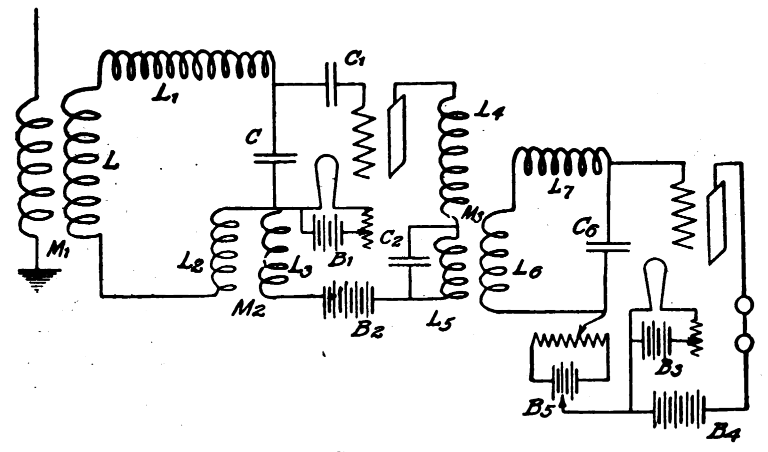


Fig. 19.

Frequenz von 50000 Perioden, und die lokale Schwingung eine solche von 49000. Die Differenzfrequenz beträgt 1000, und dementsprechend wird die Audionfrequenz abgestimmt. Eine interferierende Welle, die um 1% kürzer ist als die Signalwelle, also 49500 Perioden hat, wird eine Audionfrequenz von 500 Perioden in der Sekunde erzeugen, und diese wird in dem Anodenkreise des zweiten Audions keineswegs auftreten, es sei denn, daß sie vielfach stärker wäre als das Signal mit seinen 1000 Perioden. Diese Verbindung der Radiofrequenzabstimmung mit der Audionfrequenzabstimmung ist gegenwärtig für den Gebrauch zu scharf, selbst dann, wenn die Sendestation mit einem Wechselstromerzeuger ausgerüstet ist; die geringen Schwankungen in der Frequenz der ausgestrahlten Wellen rufen nämlich Änderungen

in der Schwebungszahl des Empfängers hervor, durch welche dieser für den scharf abgestimmten Audionfrequenzkreis unerreichbar wird. Ein Nachteil dieses Abstimmungsverfahrens besteht darin, daß atmosphärische Störungen durch Stoßerregung des Audionfrequenzsystems einen musikalischen Ton hervorrufen. Sehr lockere Koppelung mit dem Anodenkreise des ersten Audions schafft hier teilweise Abhilfe. Es gibt indessen Fälle, wo die Interferenz störender ist als statische Ladungen, und in solchen Fällen kann man das Verfahren mit großem Vorteil anwenden. Nach Belieben kann man sowohl Radiofrequenzabstimmung als auch Audionfrequenzabstimmung in demselben Audion ausführen, wie dies Fig. 14 angibt. Diese Kombination kann zuweilen im Betrieb sehr lästig werden, weil man sowohl im Audionfrequenzsystem als auch im Radiofrequenzsystem eine kumulative Verstärkung erhält.

Kaskadensysteme.

Wo größere Verstärkung erforderlich ist, als sich mit einem Audion erreichen läßt, kann man seine Zuflucht zum Kaskadenbetrieb mit Radiofrequenzsystemen nehmen, indem man zwei oder mehrere Audionsysteme miteinander koppelt, von denen jedes in der durch Fig. 19 veranschaulichten Weise geschaltet ist. Die auf das erste Audionsystem auffallenden Wellen werden in üblicher Weise verstärkt und erregen durch die Koppelung M_3 Schwingungen im zweiten System. Die in diesem zweiten System ursprünglich erregten Schwingungen werden wiederum verstärkt und dann im zweiten Audion gleichgerichtet, so daß sie ein hörbares Ansprechen der Telephone hervorrufen. Für den Empfang von Funkensignalen ist eine erhebliche Einstellung erforderlich, wenn man die besten Ergebnisse erhalten will, ohne zu veranlassen, daß eines oder das andere der Systeme Schwingungen erzeugt. Man wird finden, daß, nachdem der erste Schwingungskreis auf den Schwingungspunkt eingestellt ist, und der zweite mit ihm gekoppelt worden ist, die Stärke der Signale im ersten System vermindert wird, weil ihm seitens des zweiten Systems Energie entzogen wird. Man kann dann die Stärke der Signale dadurch wieder heben, daß man die Koppelung zwischen Gitterkreis und Anodenkreis des ersten Audions verengt, bis das Auftreten der lokalen Schwingungen anzeigt, daß die Grenze der Verstärkung erreicht worden ist. Durch sorgfältige Einstellung kann man mit zwei Stufen eine etwa tausendfache Verstärkung und eine sehr scharfe Abstimmung erreichen.

Für den Empfang kontinuierlicher Wellen gibt es mehrere Me-

thoden zum Betrieb von Kaskadensystemen. Man kann eines der beiden Systeme Schwingungen erzeugen lassen, wobei dann das andere System einfach als Verstärker wirkt; oder man kann beide Systeme synchron erzeugen lassen. Im allgemeinen wird man finden, daß, wenn beide Systeme Schwingungen erzeugen, Schwebungen entstehen, so daß man in den Telephonen einen kontinuierlichen Ton hört. Wenn man aber die Frequenz eines der Systeme einstellt, wird die Höhe dieses Tones sinken, wenn die beiden Systeme sich dem Synchronismus nähern, bis schließlich bei hundert bis zweihundert Schwebungen in der Sekunde die beiden Systeme in Tritt kommen, etwa so, wie zwei Wechselstrommaschinen. Die Fähigkeit der beiden Systeme, in Tritt zu bleiben, hängt hauptsächlich von dem Werte der Koppelung

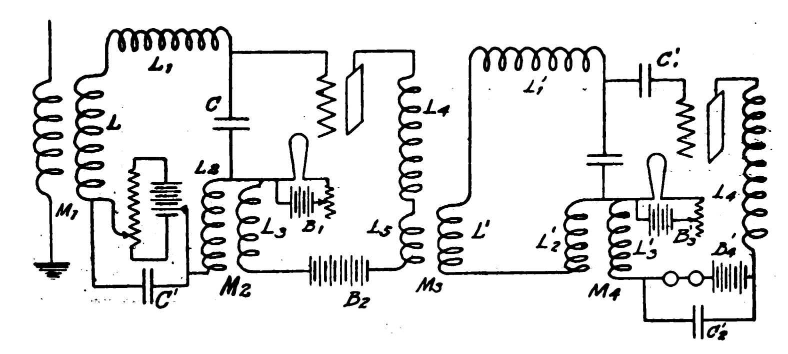


Fig. 20.

zwischen ihnen ab, und je enger diese ist, um so besser halten sie miteinander Tritt. Es gibt noch eine andere Möglichkeit, diese Kombination zu betreiben, und zwar asynchron. In diesem Falle entstehen in dem System dauernd Schwebungen, so daß man im Telephon einen kontinuierlichen Ton hört, Man kann aber die Schwingungskreise so einstellen, daß der Ton nicht laut genug ist, um zu stören, oder man kann ihn in der oben beschriebenen Weise durch Abstimmung beseitigen. Auftreffende Schwingungen werden im System mit diesen Schwebungen vereinigt, so daß sie also mit den bereits vorhandenen Schwebungen neue erzeugen, und man hört dann einen ziemlich sonderbaren Ton. Mit diesem Verfahren erzielt man eine sehr gute Verstärkung, wenngleich natürlich der Betrieb des Systems umständlich ist.

Es mag hier bemerkt werden, daß in allen Fällen, in denen ein Signal zu schwach ist, um mit einem Audionsystem aufgenommen zu werden, und ein Kaskadenbetrieb notwendig wird, es stets prak-

tischer ist, die Kaskadenkreise für die Radiofrequenzen zu benutzen, selbst dann, wenn man in den einzelnen Audionsystemen die Regenerativkreise nicht anwendet. Die Frequenz der durch statische Ladung in den Kreisen erregten Schwingungen ist unter normalen Verhältnissen dieselbe wie die des auftreffenden Signals, und die statische Ladung wird daher niemals mehr verstärkt als das Signal. Für gewöhnlich wird es etwas weniger verstärkt, zumal, wenn man Regenerativkreise anwendet. In den für Audionfrequenzen benutzten Kaskadensystemen liegt die Sache anders. Gewöhnlich verbindet man die einzelnen Stufen miteinander durch Umformer, und dies führt zu Bedingungen, infolge derer das System die höheren Frequenzen mehr verstärkt. Die Änderungsgeschwindigkeit der Stromstärke im Detektoraudion infolge

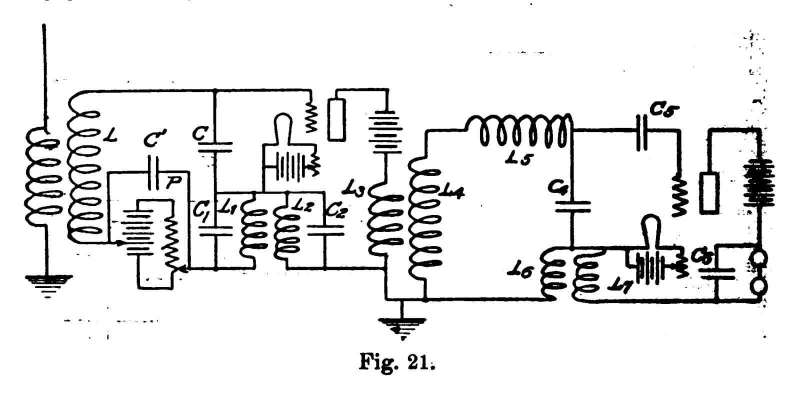


Fig. 21.

statischer Ladung entspricht einer sehr hohen Frequenz und wird infolgedessen ausnahmslos mehr verstärkt als das Signal.

Es gibt noch eine zweite Methode, kontinuierliche Schwingungen zu empfangen, bei welcher man von der Generatoreigenschaft des Audions Gebrauch macht, aber nicht die Schwebungserscheinungen benutzt. Das Verstärkungsverhältnis des Audions hängt mehr oder minder unmittelbar vom Werte der Anodenstromstärke ab, und wenn man diese Stromstärke periodisch ändert, erhält man eine entsprechend periodische Änderung des Verstärkungsvermögens des Audions. Mithin wird ein Audion, das so eingestellt ist, daß es eine kontinuierliche Welle übermittelt, unter solchen Verhältnissen in seinem Anodenstrom Schwingungen hervorbringen, deren Amplitude sich periodisch ändert, und die man daher mit einem einfachen Audionsystem empfangen kann. Man kann das erste Audion, um die nötige Änderung seines Verstärkungsvermögens zu erreichen, so anordnen, wie es in Fig. 21

angedeutet ist; diese Figur zeigt auch die vollständigen Schwingungskreise für die Ausführung dieses Empfangsverfahrens. Hier ist $C_1 L_1 L_2 C_2$ ein Audionfrequenzsystem zur Erzeugung von Audionfrequenzschwingungen, und P ist ein Potentiometer, mit dessen Hilfe man das Potential des Gitters so einstellen kann, daß im negativen Teile der Schwingung im Anodenkreise die Stärke des Anodenstromes praktisch Null wird. Der Radiofrequenzkreis $C' L C C_1$ ist auf die Schwingungsfrequenz der ankommenden Welle abgestimmt. Die Radiofrequenzschwingungen lassen sich in dem ersten Audionsystem nicht wahrnehmen; denn der in diesem System fließende starke Audionfrequenzstrom würde in den Telephonhörern einen kontinuierlichen Ton von solcher Stärke hervorbringen, daß, von sehr starken Signalen abgesehen, nichts zu hören sein würde. Trifft man die Anordnung so, daß die Schwingungen in einem zweiten Audionsystem nachgewiesen werden, das mit dem

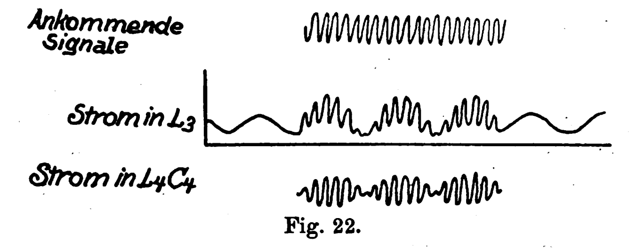


Fig. 22.

Flügelkreise des ersten gekoppelt ist, so vermeidet man derartige Störungen, weil der Schwingungskreis $L_4 C_4$ eine sehr hohe Impedanz für die Audionfrequenzströme hat und die durch die magnetische Koppelung von L_3 und L_4 erzeugte Wirkung auf das zweite System vernachlässigt werden kann. Hingegen ist der Kapazitätsstrom zwischen diesen beiden Spulen durch die Telephone zur Erde merklich; und um ihn zu vermeiden, ist es ratsam, ihre beiden einander zugekehrten Enden in der angedeuteten Weise zu erden. Die Wirkungsweise des Systems läßt sich folgendermaßen zusammenfassen. Das erste Audionsystem verändert die Amplitude der ankommenden Radiofrequenzwellen mit Audionfrequenz, und das zweite Audionsystem verstärkt die ihr von dem ersten System gelieferten Radiofrequenzschwingungen und weist sie nach. Schematisch ist der Verlauf der auftretenden Vorgänge in Fig. 22 dargestellt. Das System spricht ungefähr ebenso gut an, wie man dies mit einem einzigen Audion erreichen kann, wenn man nach dem Empfangsverfahren mit Schwebungen arbeitet. Die Vorteile, die sich aus dem Heterodynverfahren der Verstärkung und

aus der Abhängigkeit des Audionfrequenztones in den Empfängern von der Wellenlänge ergeben, fehlen hier natürlich; aber für den Empfang solcher Wellen, deren Frequenz höher ist als jene, bei welcher ein Empfang mittels Schwebungen tunlich ist, ist dieses Verfahren wertvoll.

Wirkungen atmosphärischer Störungen.

Eine sehr interessante Eigenschaft dieser Empfangssysteme ist ihr Verhalten bei heftigen atmosphärischen Störungen, zumal bei Verwendung zum Empfange kontinuierlicher Wellen. Unter solchen Verhältnissen beruht ihr Erfolg darauf, daß sie mit der ihnen innewohnenden Eigenschaft, auf eine ungedämpfte Welle leichter anzusprechen als auf eine stark gedämpfte, die charakteristischen Eigenschaften der beiden wirksamsten Hilfsmittel zur Beseitigung statischer Störungen verbinden, die wir kennen: des ausbalancierten Ventils und des Heterodynempfängers. Die Wirkungsweise des ausbalancierten Ventils ist eine physiologische. denn es liefert einfach ein Mittel, das Ohr vor dem lauten Knacken zu schützen, das zeitweise seine Empfindlichkeit für die verhältnismäßig schwachen Signale beeinträchtigt. Es begrenzt geradezu das Geräusch, das durch eine Störung im Telephon hervorgerufen werden kann, unabhängig von der Amplitude dieser Störung. Die Wirkung der statischen Störung auf ein Audion besteht nun darin, eine negative Ladung auf dem Gitter hervorzurufen, welche die Anodenstromstärke vermindert, und die Grenze für die Möglichkeit des Ansprechens der Telephone wird dann erreicht, wenn der Anodenstrom auf Null gesunken ist. Unter gewöhnlichen Verhältnissen ist dieser Grenzwert zu groß, um viel nützen zu können; wenn aber das Audion als Generator arbeitet, ist es möglich, durch geeignete Einstellung der Amplitude der lokalen Schwingungen die Anodenstromstärke bis zu einem Punkte zu vermindern, der eben oberhalb des unteren Krümmungspunktes der Betriebscharakteristik liegt, so daß das Audion für eine weitere Zunahme der negativen Ladung auf dem Gitter unempfindlich gemacht wird. Die Störungen, welche ernstlich interferieren, haben eine viel größere Amplitude als die lokale Frequenz, so daß keine merkliche Wechselwirkung zwischen beiden stattfindet, und die Anodenstromstärke nimmt unveränderlich ab. Da die Abnahme der Anodenstromstärke nicht proportional der Änderung des Gitterpotentials ist, werden das Ansprechen des Telephons und die Wirkung auf das Ohr des Telegraphisten entsprechend herabgesetzt. Statische Störungen von kleinerer Amplitude als die lokalen

Schwingungen können mit diesen in Wechselwirkung treten und entweder eine Zunahme oder eine Abnahme der Amplitude der Schwingungen im Gitterkreise erzeugen und daher entweder eine Abnahme oder eine Zunahme der Anodenstromstärke verursachen. Die Anodenstromstärke kann natürlich bis zu einem verhältnismäßig hohen Werte anwachsen; da aber die Anodenstromstärke unmöglich rascher wachsen kann als die Ladung auf dem Gitterkondensator abzufließen vermag, so muß sie notgedrungen langsam wachsen. Das Ansprechen der Telephone ist daher nicht so störend, wie es sein würde, wenn es durch eine Abnahme von gleichem Betrage verursacht würde, bei der die Stromstärke sich für gewöhnlich rasch ändert.

Wenn man das System ohne weitere Ableitung am Gitterkondensator betreibt, verursacht eine heftige statische Störung häufig eine eigentümliche Lähmung des Audions; man hört dann nämlich während ziemlich langer Zeit keinerlei Ton in den Telephonen. Wenn der Apparat nicht berührt wird, kann die Lähmung viele Minuten lang anhalten und dann plötzlich verschwinden und der früheren Empfindlichkeit Platz machen. Der Effekt wird primär durch die Ladung des Gitterkondensators auf ein Potential hervorgerufen, das groß genug ist, um die Elektronenströmung zur Anode hin vollständig zu unterbrechen und dadurch die Anodenstromstärke auf Null herabzusetzen. Nun erfolgt der Abfluß der negativen Ladung auf dem Gitterkondensator hauptsächlich durch Vermittelung der positiven Ionen in der Röhre, die zur Berührung mit dem Gitter angezogen werden, wenn dieses negativ geladen wird. Diese positiven Ionen sind die Folge einer Stoßionisierung, und wenn die Spannung der Batterie im Anodenkreise richtig eingestellt ist, können sie nur in dem Gebiet zwischen Gitter und Anode erzeugt werden, da die Geschwindigkeit, welche die Elektronen zwischen Faden und Gitter erreichen, sehr niedrig ist. Wenn das Gitter auf hohes negatives Potential geladen ist, hält es alle Elektronen zwischen Gitter und Faden fest und sperrt sie dadurch von dem Gebiete zwischen Gitter und Anode ab. Folglich muß die Bildung positiver Ionen aufhören, und damit verschwindet das gewöhnliche Mittel zur Beseitigung der negativen Ladung von dem Gitter. Der Widerstand des Abflußweges vom Gitterkondensator muß dann fast unendlich groß sein; das geht aus der sehr langen Zeit hervor, die die Ladung braucht, um von einem Kondensator mit einer Kapazität von annähernd 0,0001 Mikrofarad abzufließen. Der Effekt ist natürlich um so ausgeprägter, je höher das Vakuum ist, weil die Anzahl der vorhandenen positiven Ionen entsprechend kleiner

wird. Ein parallel zum Gitterkondensator gelegter Widerstand von mehreren hunderttausend Ohm liefert eine Ableitung, die vom Werte der Anodenstromstärke unabhängig ist und derartige Störungen wirksam beseitigt. Bei den sehr hohen Entluftungsgraden, die man heutzutage mit Hilfe der Molekularpumpe erreichen kann, sind praktisch keine positiven Ionen vorhanden, so daß die Hilfsableitung immer erforderlich ist. Unter diesen Verhältnissen verhindert sie nicht nur die Lähmung durch statische Störungen, sondern sie entfernt auch die überschüssige Ladung von dem Gitterkondensator, die sich auf ihm ansammelt, und erhöht dadurch die Empfindlichkeit des Audions und die Schärfe der Signale in den Telephonen. Es ist überraschend, zu welch hohen Potentialen der Gitterkondensator durch die statische Störung geladen werden kann, wenn er nicht mit einer Hilfsableitung versehen ist. Diese Potentiale lassen sich auf eine sehr einfache und sehr genaue Weise messen, die hier beschrieben werden soll. Wenn man, nachdem eine Störung den Anodenstrom unterbrochen hat, die Kapazität des Gitterstromes dauernd erhöht, nimmt die Spannung an ihm und damit das Potential des Gitters gegen den Faden umgekehrt proportional zur Kapazität ab. Schließlich wird ein Punkt erreicht werden, wo das Gitterpotential niedrig genug wird, um das Fließen des Anodenstromes zu gestatten. Wenn dies eintritt, so ist es ein Zeichen dafür, daß das Potential des Gitterkondensators ein wenig niedriger ist als das, welches die Betriebscharakteristik als erforderlich angibt, um die Anodenstromstärke auf Null zu erniedrigen. Das Potential, auf das der Gitterkondensator ursprünglich geladen gewesen war, ist gleich dem Produkte aus diesem Potential und dem Verhältnis zwischen der Kapazität des Kondensators, bei welcher der Anodenstrom zu fließen begann, und der ursprünglichen Kapazität. Das Gitter erreicht nicht selten Potentiale von mehr als hundert Volt; da nun ein Volt ein sehr starkes Signal darstellt, so treten die Schwierigkeiten des statischen Problems sehr überzeugend zutage.

Der Umstand, daß eine statische Störung von großer Amplitude fast ausnahmslos eine Abnahme der Anodenstromstärke verursacht, während ein Signal (bei Empfang mittels Schwebungen) abwechselnd eine Zunahme und eine Abnahme der Anodenstromstärke hervorbringt, müßte sich nutzbar machen lassen. Man kann die Schwingungskreise so anordnen, daß sie den Anodenstrom in solcher Weise gleichrichten, daß nur die Steigerungen dieser Stromstärke zur Erzeugung eines Ansprechens der Telephone verfügbar werden; wenn man aber dieses Verfahren ausführt, so beobachtet man Störungen durch eine

Nullpunktswanderung. Ein besseres Verfahren, die Differenz für das Ansprechen nutzbar zu machen, ist folgendes. Wir wollen annehmen, wir ordneten zwei vollständige Empfangssysteme so an, daß sie in Tritt miteinander schwingen, aber zum Luftleiter so liegen, daß die Schwebungsströme in den beiden Systemen um 180° gegeneinander verschoben sind. Das Ergebnis wird sein, daß das auftreffende Signal, in dem Augenblick, wo es eine Zunahme der Stromstärke in den Telephonen des einen Empfängers hervorruft, eine Abnahme der Stromstärke in den Telephonen des anderen Empfängers bewirkt, so daß die beiden Telephonströme um 180° gegeneinander in Phase verschoben sind. Statische Störungen von großer Amplitude treten nicht mit den lokalen Frequenzen in Wechselwirkung und erzeugen gleichzeitig in beiden Empfängern eine Abnahme der Telephonstromstärke. Diese beiden Ströme stehen daher miteinander in Phasen. Ersetzt man jedes der beiden Telephone durch die Primäre eines Umformers, und verbindet man die beiden Sekundären in passender Weise mit einem Telephon, so kann man die statische Störung ausbalancieren und zugleich ein additives Ansprechen auf die Signale in jedem der beiden Empfänger erreichen.

Fig. 23 zeigt eine Anordnung, mit deren Hilfe man dieses Verfahrer zur Ausführung bringen kann. Hier werden zwei schwingende Empfangssysteme durch die Schwingungskreise $L_1 C_1$, $C_1' L_1'$ miteinander in Tritt gehalten. $L_1 C_1$ und $L_1' C_1'$ sind untereinander identisch, und jeder von ihnen ist einzeln auf die zu empfangende Frequenz abgestimmt. Wenn beide Audions miteinander in Tritt schwingen, wird der Strom in diesen Schwingungskreisen abwechselnd auf der einen Seite aufwärts fließen und auf der anderen Seite abwärts, wie es die Pfeile in Fig. 23 angeben. Der Punkt zwischen den Kondensatoren C_1 und C_1' wird ein Knotenpunkt sein, und man kann den Luftleiter an diesen Punkt anlegen, ohne die Verhältnisse merklich zu stören, wenn man einen Widerstand R in den Luftleiter so einschaltet, wie in der Figur angedeutet. Dieser Widerstand braucht nicht so groß zu sein, daß er die Signalstärke ernstlich beeinflußt; er braucht nur groß gegen den Widerstand des Kreises $L_1 C_1 C_1' L_1'$ zu sein, und dieser Kreis hat einen sehr niedrigen Widerstand.

Ankommende Schwingungen gehen durch den geteilten Schwingungskreis in der Weise hindurch, wie es in der Figur angegeben ist, und sind daher mit den lokalen Schwingungen des einen Empfängers in Phase und gegen die lokalen Schwingungen des anderen Kreises um 180° verschoben. Dadurch entsteht das gewünschte Ergebnis in

den durch die Umformer des Kreises T fließenden Strömen, die in der bereits geschilderten Weise wirken.

In der Praxis stellt sich heraus, daß die Schwingungen, die von den ankommenden Signalen in jedem der beiden Systeme erregt werden, einander in dem Kreise $L_1 C_1 C_1' L_1'$ zu neutralisieren streben. Diese Wirkung vermeidet man durch Einschalten einer Differentialkoppelung in die Anodenkreise, die so angeordnet wird, daß sie die Koppelung zwischen den beiden Gitterkreisen neutralisiert. Das ist deshalb möglich, weil dadurch die Koppelung keines der beiden Empfänger

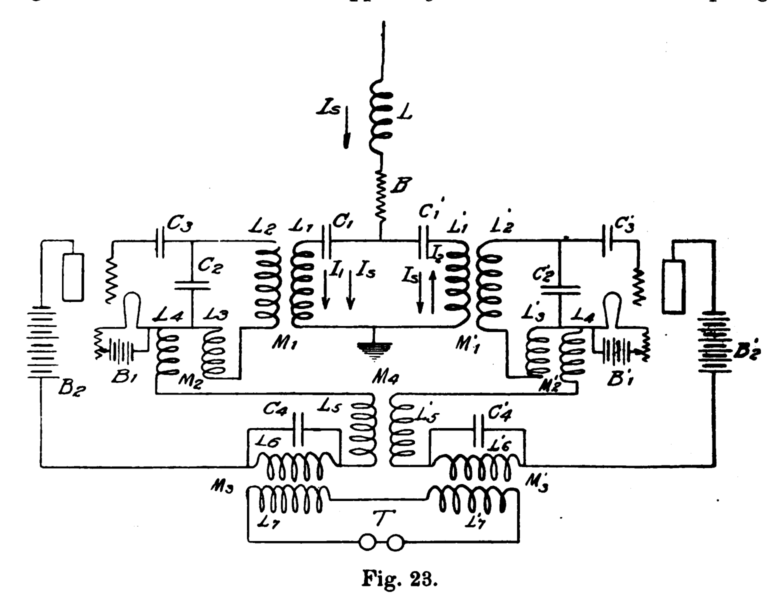


Fig. 23.

mit dem Luftleiter beeinflußt wird, und weil es den lokalen Betrieb erst dann stört, wenn die effektive Koppelung zwischen den beiden Systemen bis auf einen Punkt erniedrigt wird, unterhalb dessen sie nicht mehr miteinander in Tritt bleiben. Es gibt noch andere Möglichkeiten, dasselbe Ergebnis zu erzielen; aber das hier gezeigte System veranschaulicht das allgemeine Verfahren bei der Ausführung dieser Ausbalancierungsmethode.

Vielleicht sind die praktischen Ergebnisse von Interesse, die man mit diesen Empfängern erhalten kann. Gegenwärtig hört man an der Universität Columbia die Signale von allen Großstationen von Eilvese bis Honolulu bei Tag und bei Nacht mit einem einzigen Audion.

Kaskadensysteme liefern entsprechend bessere Ergebnisse, und zwar genügen zwei Stufen, um die Signale von Honolulu nachts durch den ganzen Arbeitsraum hörbar zu machen. Eine Störung der von Nauen kommenden Signale durch die Bogenstation in Newcastle (Neubraunschweig, Kanada) läßt sich sehr leicht mittels eines Abstimmungskreises für Audionfrequenz ausmerzen, und diese Störung ist die ernstlichste, mit der wir es bis jetzt zu tun gehabt haben, da sich die beiden Frequenzen zuweilen um weniger als 1 % voneinander unterscheiden, und die Bogensignale die bei weitem stärkeren sind.

Diese Empfänger sind im Hartley Research Laboratory der Universität Columbia ausgebildet worden. Sie stellen hauptsächlich das Ergebnis einer richtigen Auffassung und Deutung der Vorgänge dar, die der Wirkung des Audions zugrunde liegen, nämlich der Kurve, die den Zusammenhang zwischen Gitterpotential und Anodenstromstärke wiedergibt. Zum Schlusse möchte ich betonen, daß keines der Verfahren zur Erzeugung einer Verstärkung oder einer Schwingung auf einer kritischen Gaswirkung beruht; sie beruhen einzig und allein auf der Relaiswirkung der benutzten Röhre (Elektronen- oder Gasrelais) und auf der passenden Anordnung der diese bestimmenden Schwingungskreise.

Zusammenfassung.

Es wird die Wirkungsweise des Audions als Detektor und einfacher Verstärker erklärt, und zwar nach der Methode der Bestätigung der Theorie durch Oszillogramme. Zur Verstärkung der Schwingungen im Gitterkreise werden zwei Verfahren angewandt: erstens das Verfahren, den Gitterkreis mit dem Anodenkreise zu koppeln und letzteren so anzuordnen, daß er Radiofrequenzströme frei eintreten läßt; zweitens das Verfahren, im Anodenkreise eine große Selbstinduktion anzuwenden und diesen Kreis dadurch auf die ankommende Frequenz abzustimmen (im Verein mit der Kapazität zwischen Faden und Anode im Audion selbst). Beide Verfahren können zusammen angewandt werden. Es werden verschiedene Wege gezeigt, Gitterkreis und Anodenkreis miteinander zu koppeln. Es werden Verfahren zur vereinten Audionfrequenz- und Radiofrequenzverstärkung gezeigt.

Das Audion, das ein Generator für Wechselstrom jeder beliebigen Frequenz ist, läßt sich als Schwebungsempfänger benutzen. Ein stetiger Audiongenerator für regelmäßige Gruppen von Radiofrequenzschwingungen wird beschrieben. Es sind verschiedene Verfahren der Audionfrequenzabstimmung möglich, welche ein hohes Selektionsvermögen

gestatten. Bei Verwendung zweier Audions in Kaskadenschaltung kann man Verstärkung bis auf das Tausendfache erreichen. Man kann die Kaskadensysteme so anordnen, daß beide Audions entweder synchron oder nicht synchron arbeiten.

Als Gegenstück zum Schwebungsempfang ungedämpfter Wellen wird eine Anordnung auseinandergesetzt, bei welcher das Verstärkungsverhältnis eines Übertragungsaudions sich periodisch mit Audionfrequenz ändert. Mit diesem System wird ein einfacher Audiondetektor gekoppelt. Auf diese Weise erhält man musikalische Signale von beliebiger Tonhöhe.

Es ergibt sich, daß statische Störungen großer Amplitude fast immer den Flügelstrom schwächen, während ein Signal (bei Schwebungsempfang) ihn abwechselnd verstärkt und schwächt. Es wird ein System von Schwingungskreisen beschrieben, in welchem dieser Umstand nutzbar gemacht wird, um die statische Störung auszubalancieren, dabei aber ein additives Ansprechen der Signale zu erhalten und auf diese Weise den Einfluß der statischen Störung großenteils auszuschalten.

Schließlich werden Beispiele für den Empfang von fernen Stationen und die Überwindung von Störungen in der Praxis angeführt.

Diskussion.

Herr Lee de Forest (briefliche Mitteilung). — Meine Abwesenheit von New York und berufliche Arbeiten verhindern mich, die Veröffentlichung des Herrn Armstrong so gründlich zu diskutieren, wie sie es von meiner Seite verdiente.

In Kürze muß ich feststellen, daß meine Untersuchungen über den einfachen Audiondetektor, den Audionverstärker und den „Ultraaudion"detektor für ungedämpfte Wellen nicht vollständig die Ergebnisse und Schlußfolgerungen bestätigen, die Herr Armstrong angegeben hat.

Zunächst muß jeder, der beträchtliche Erfahrungen mit zahlreichen Audionröhren gehabt hat, zugeben, daß das Verhalten verschiedener Röhren in vielen Einzelheiten und in erstaunlichem Maße voneinander abweicht. Die Kurven für den Zusammenhang zwischen Anodenpotential und Anodenstromstärke sind für verschiedene Röhren, ja selbst für eine und dieselbe Röhre zu verschiedenen Zeiten und unter verschiedenen Bedingungen (Fadentemperatur usw.) sehr verschieden.

Was für eine Röhre als feststehendes Gesetz gelten kann, gilt möglicherweise für eine andere nicht.

Herr Armstrong tut dieser bekannten Tatsache keine Erwähnung, auch stellt er nicht einmal fest, daß seine Kurve für den Zusammenhang zwischen Gitterpotential und Anodenstromstärke bei einer anderen angelegten Spannung der Batterie *B* oder bei anderen Fadentemperaturen ganz anders aussehen kann als die von ihm gezeigte.

Er erwähnt nicht die oft bewiesene Tatsache, daß ein Gleichstrominstrument, z. B. ein Mikroamperemeter, einen kleineren Ausschlag, oder praktisch keinen Ausschlag nach irgendeiner Seite zeigen kann, wenn dem Gitter ziemlich starke Radiofrequenz- (oder Audionfrequenz-) Impulse zugeführt werden, selbst dann, wenn der Telephonempfänger im Anodenkreise stark anspricht.

Ich habe häufig bewiesen, daß eine dem Gitter erteilte positive Ladung den „Anodenstrom“ schwächen kann, statt ihn zu verstärken. Herr Armstrong behandelt den ganzen Gegenstand, wenn ich so sagen darf, viel zu flüchtig und obenhin, zumal er anscheinend die Arbeiten anderer Forscher und Entdecker ganz vergißt.

Wie ich in einer Mitteilung in „Electrical World“ vom 20. Februar festgestellt habe, ist die Schwingungsfähigkeit des Audions vor mehreren Jahren von mir entdeckt worden.

Ich habe gefunden, daß die von Herrn Armstrong beschriebenen komplizierten Stromkreise für die Erzeugung der erwähnten Wirkungen ganz unnötig sind. Tatsächlich erhält man die Vereinigung der Schwingungsfunktion mit der Verstärkungsfunktion in einer und derselben Röhre fast, wenn auch nicht ganz, so wirksam und weit einfacher mit viel einfacheren Kreisen.

Das zweite Verfahren, das Herr Armstrong für eine Vereinigung der Abstimmungen auf Radiofrequenzen und auf Audionfrequenzen angibt, ist geistreich und höchst beachtenswert. Leider gibt es, wie er mit Recht feststellt, heutzutage keinen Wellenerzeuger, dessen Frequenz genügend konstant wäre, um eine volle Ausnutzung dieses eleganten Verfahrens zu gestatten.

Herr Edwin H. Armstrong. — Die Bedingung, unter der ein dem Gitter erteiltes positives Potential eine Abnahme der Anodenstromstärke hervorruft, ist insofern bemerkenswert, als sie die Ursache für den Schleier des Wunderbaren gewesen ist, von dem das Audion so lange umhüllt gewesen ist. Der Effekt tritt unter gewissen Bedingungen auf, die sich sehr leicht erklären lassen. Wir wollen annehmen, es befinde sich in der Röhre eine merkliche Gasmenge, und die Potentialdifferenz zwischen Anode und Faden sei so eingestellt, daß eine beträchtliche Anzahl positiver Ionen erzeugt werden. In solchem

Zustande kommt es häufig vor, daß die Zahl der mit dem Gitter zur Berührung gelangenden positiven Ionen jene der negativen Ionen übersteigt. Infolgedessen nimmt das Gitter gegenüber dem Faden eine positive Ladung an. Wir wollen annehmen, das Potential, auf welches das Gitter geladen wird, sei um drei Volt positiv gegen den negativen Pol des Fadens. Unter diesen Umständen wird eine Batterie von etwa ein bis zwei Volt, deren positiver Pol in der durch Fig. 1 angegebenen Weise mit dem Gitter verbunden ist, tatsächlich das Potential des Gitters in negativem Sinne verändern. Die natürliche Folge ist eine Abnahme der Anodenstromstärke. Das Gegenteil dieses Effektes, die Bedingung, unter welcher ein an das Gitter angelegtes negatives Potential eine Zunahme der Anodenstromstärke hervorruft, treffen wir ausnahmslos in einem Audion mit hohem Vakuum, in dem das Potential, welches das Gitter annimmt, ausnahmslos negativ ist. Beide Fälle lassen sich indessen auf derselben Grundlage erklären. Fig. 2 zeigt, welches Potential das Gitter annimmt, wenn eine große Anzahl positiver Ionen zugegen ist.

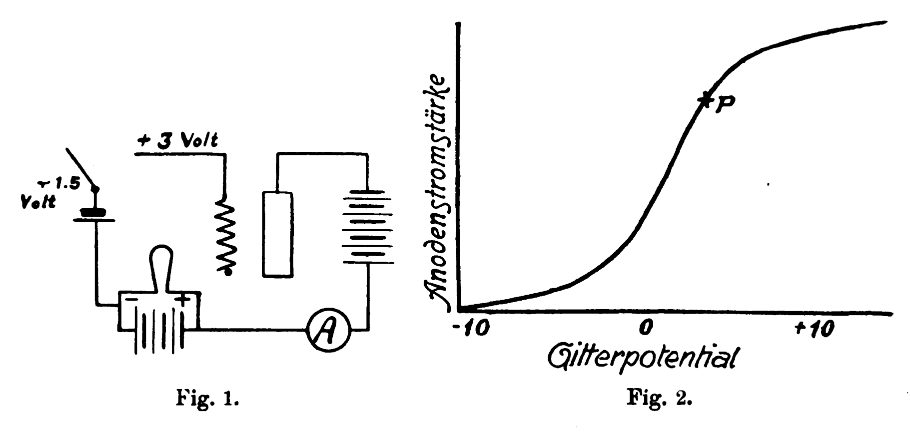


Fig. 1. Fig. 2.

Herr Edwin H. Armstrong (briefliche Mitteilung). — In Beantwortung der Mitteilung des Herrn de Forest möchte ich betonen, daß der Zweck meiner Veröffentlichung war, die Anwendung von Schwingungskreisen einer neuen Art auf die Betätigung des Audions zu behandeln. Die dem Betrieb des Audions zugrundeliegenden Eigentümlichkeiten wurden nur als Grundlage für die Erklärung der Wirkungsweise der Schwingungskreise skizziert. Eine ausführliche Erklärung der verschiedenen im Audion als Detektor und als Relais mitspielenden Erscheinungen, die von der früher von Herrn de Forest

aufgestellten von Grund aus verschieden ist, habe ich vor einiger Zeit in „Electrical World“ vom 12. Dezember 1914 veröffentlicht, und die Spalten des genannten Blattes stehen zweifellos noch für eine Diskussion über diesen elementaren Gegenstand frei.

Herr de Forest spricht von den großen Verschiedenheiten, die zwischen den Kurven für die Beziehung des Anodenpotentials zur Anodenstromstärke bestehen. Wem die Gesetze der Elektrizitätsleitung in Gasen vertraut sind, der wird leicht einsehen, daß dies der Fall sein muß, wo eine irgendwie beträchtliche Gasmenge in der Röhre vorhanden ist. Das Potential, bei welchem eine fortschreitende Ionisierung des Gases beginnt, ist unter anderen Dingen vom Drucke abhängig; infolgedessen ändern sich die oberen Teile der Kurve für die Beziehung des Anodenpotentials zur Anodenstromstärke; aber die unteren Teile, die einzige Stelle, wo das Elektronenrelais betrieben werden kann, haben ausnahmslos dieselbe allgemeine Gestalt. Mit den uns heutzutage zu Gebote stehenden Verfahren zur Erzeugung sehr hochgradiger Vakua, ist es einfach, Audions zu bauen, deren Charakteristiken für alle praktischen Zwecke identisch sind. Bei diesen Röhren mit hohem Vakuum verschwinden die erstaunlichen Verschiedenheiten, von denen Herr de Forest spricht, bis zu einem erstaunlichen Grade.

Die großen Verschiedenheiten, die zuweilen zwischen den Kurven für die Beziehung zwischen Gitterpotential und Anodenstromstärke verschiedener Audions, oder bei einem und demselben Audion unter verschiedenen Bedingungen des Anodenpotentials oder der Fadentemperatur bestehen, rühren gleichfalls von dem Gasreste her und werden in derselben Weise durch die Verwendung sehr hoher Vakua beseitigt. Es ist natürlich klar, daß für jeden Wert des Anodenpotentials und der Fadentemperatur eine andere Kurve für den Zusammenhang zwischen Gitterpotential und Anodenstromstärke gelten wird, aber für Röhren mit hohem Vakuum liegen diese Kurven alle geordnet übereinander und haben, bis auf kleinere Unterschiede, dieselbe allgemeine Gestalt.

Zur Erklärung der Tatsache, daß ein Gleichstrominstrument im Anodenkreise keine Änderung der Einstellung aufweist, wenn an das Gitter eine elektromotorische Wechselkraft von Audionfrequenz angelegt wird, selbst dann nicht, wenn ein mit diesem Meßinstrument im gleichen Kreise liegendes Telephon stark anspricht, möchte ich auf die Figg. 2 und 5 meiner Arbeit verweisen und gleichzeitig darauf aufmerksam machen, daß ein Telephon vielleicht auf einen Wechsel-

strom stärker ansprechen kann als ein Gleichstrominstrument! Eine Erklärung für die Abnahme der Anodenstromstärke, die auftreten kann, findet man in meiner Veröffentlichung in „Electrical World“ vom 12. Dezember 1914, zusammen mit einem Oszillogramm, welches die in Frage stehende asymmetrische Wirkung zeigt. Der von Herrn de Forest genannte Fall, in welchem eine an das Gitter angelegte elektromotorische Wechselkraft von Radiofrequenz das Telephon zum Ansprechen bringt, ein Gleichstrominstrument aber nicht, ist unmöglich. Wenn das Telephon anspräche, das Instrument aber keinen Ausschlag zeigte, so wäre das ein Zeichen für eine abwechselnde und gleich große Zunahme und Abnahme der Anodenstromstärke mit einer Audionfrequenz. Das ist eine Wirkung, welche durch auf das Gitter wirkende Schwingungen von Radiofrequenz nicht hervorgerufen werden kann. Wenn man in Verbindung mit dem Gitter einen Kondensator benutzt, rufen Radiofrequenzschwingungen ausnahmslos eine deutliche Abnahme der Anodenstromstärke und somit eine Abnahme der Telephonstromstärke hervor. Wenn man die asymmetrische Relaisanordnung benutzt, die wegen der Krümmungen in der Betriebscharakteristik möglich ist, so können auf das Gitter wirkende Radiofrequenzen entweder eine deutliche Zunahme oder eine deutliche Abnahme der Anodenstromstärke hervorrufen, je nachdem, bei welcher Krümmung das Audion betrieben wird; aber eine Zunahme und eine Abnahme können niemals gleichzeitig erzeugt werden.

Herr de Forest versucht, die Gültigkeit der Betriebscharakteristik und damit alle auf ihr beruhenden Erklärungen durch die Behauptung in Zweifel zu ziehen, er habe häufig bewiesen, daß eine dem Gitter erteilte positive Ladung die Anodenstromstärke erniedrigen kann, statt sie zu erhöhen, eine Behauptung, die er ursprünglich zur Erklärung der Relais- und Detektorwirkung des Audions aufgestellt hat. In der Diskussion habe ich auf das Fehlerhafte dieser Ansicht hingewiesen und das anscheinende Paradoxon erklärt, daß man in Röhren mit niedrigem Vakuum in dem für die Betriebsbedingungen geltenden Teile der Kurve für die Beziehung zwischen Gitterpotential und Anodenstromstärke findet. Es besteht noch ein Effekt, der zu unrichtigen Schlüssen über die Wirkungsweise des Elektronenrelais führen kann und auf Wirkungen beruht, die sich oberhalb des für die Betriebsbedingungen geltenden Teiles der Kurve finden. Wenn das Gitterpotential erhöht wird, ist es möglich, daß die Anodenstromstärke ein Maximum erreichen und dann sinken kann. Das kommt daher, daß ein Leitungsstrom zum Gitter fließt, wenn es positiv gegen den

Faden ist, und daß sich unter gewissen Bedingungen dieser Strom von dem Anodenstrom subtrahiert. Die Höchststromstärke, die vom Faden zur Anode fließen kann, wird durch die Anzahl der vom Faden ausgesandten Elektronen begrenzt, und wenn die Bedingung für das Fließen der Höchststromstärke im Anodenkreise hergestellt ist, ehe das Gitterpotential stark positiv wird, dann wird eine weitere Steige-

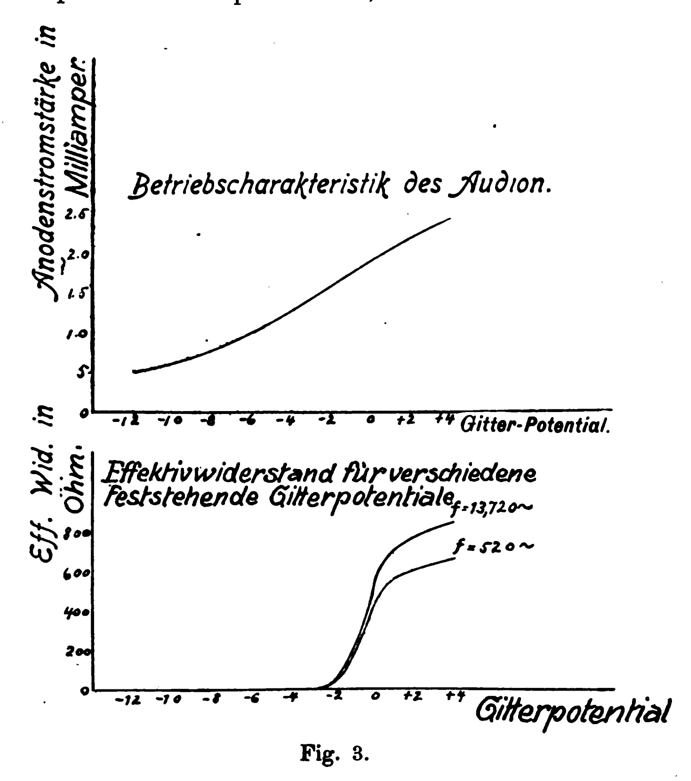


Fig. 3.

rung des Gitterpotentials die Anzahl der von dem Gitter absorbierten Elektronen vermehren, und die Folge davon ist eine Abnahme der Flügelstromstärke. Die Unmöglichkeit, ein Elektronenrelais in diesem Teile der Kurve zu betreiben, wird aus den beistehenden Diagrammen (Fig. 3) hervorgehen; diese Diagramme zeigen, wie der Effektivwiderstand der Speisungsseite des Audions zunimmt, wenn das Potential des Gitters verändert wird. Nur wenn das Gitter negativ gegen den Faden ist, kann das volle Verstärkungsvermögen des Audions verwirklicht werden, da die Speisungsseite keine Energie verzehrt. Hierin

liegt die Erklärung für die großen Verschiedenheiten, die im Verstärkungsvermögen verschiedener Röhren bestehen, wenn man sie in der üblichen Weise benutzt. Es ist üblich, die Verstärker für Audionfrequenzen so zu betreiben, daß das Gitter für Leitungsströme vom Faden isoliert ist, so daß das Potential des Gitters allein durch die Charakteristik des Audions bestimmt wird. Wenn es zufällig genügend negativ ist, verzehrt die Speisungsseite keine Energie, und das Ergebnis ist gut; ist es positiv, so verzehrt die Speisungsseite Energie, und die Verstärkung wird ernstlich beeinträchtigt, und zwar in einem Grade, der von dem Werte der positiven Ladung abhängt. Dies alles findet eine deutliche Stütze in der Tatsache, daß, wenn man das Potential des Gitters einer guten Röhre absichtlich positiv macht, die Verstärkung sinkt. Die in Fig. 3 wiedergegebenen Kurven liefern eine weitere Bestätigung, und in diesem Zusammenhange ist es interessant, die Übereinstimmung zwischen den Kurven für Radiofrequenz und jenen für Audionfrequenz zu beachten.

Die Behauptung des Herrn de Forest, daß er ursprünglich die Schwingungserscheinung beobachtet und sie vor mehreren Jahren zur Erzeugung der beschriebenen Wirkungen angewandt habe, kann hier nicht erörtert werden, weil seine Priorität in dieser Sache demnächst auf anderem Wege angefochten werden wird.

Herr Lee de Forest (briefliche Mitteilung). — Wenn ich auch die Erklärungen des Herrn Armstrong für meine Beobachtungen über die Wirkung eines positiv geladenen Gitters auf den Anodenstrom nicht annehmen kann, spricht doch mehr zu ihren Gunsten als zugunsten seiner früheren oberflächlichen Widerlegung, daß eine Wirkung, wie ich sie beschrieben habe, überhaupt nicht bestehe.

Was nach der Behauptung des Herrn Armstrong „elementare Dinge" sind, sind den Mitarbeitern der Herren Rutherford und Soddy, mit denen ich sie erörtert habe, nicht als solche erschienen. Diese Erörterungen haben allerdings vor dem Erscheinen der Arbeit des Herrn Armstrong stattgefunden.

Trotz den Erklärungen des Herrn Armstrong sind wir noch völlig im Dunkeln darüber, wie hoch diese übereinstimmende Ergebnisse liefernden Vakua sind, und auf welche Betriebsspannungen er sich eigentlich bezieht. Mehr quantitative Ausführlichkeit und Angaben über die genauen Leistungen einer größeren Anzahl von Röhren würden überzeugender wirken als die Theorien, die er als Grundlage für die Beschreibung einiger komplizierter Schwingungskreise aufstellt.

Wenn Herr Armstrong einen Röhrentyp behandelt, der von

dem Audion ganz verschieden ist (wegen des Vakuumgrades, der angelegten Potentiale usw.), so hätte er das zu Beginn ausdrücklich erwähnen müssen. Das ist mein Hauptbeschwerdegrund. Er gibt keine wesentlichen Daten an, sondern nur allgemeine Gesetze mit versuchsweise aufgestellten Axiomen. Ich nahm an, daß wir Erscheinungen behandelten, wie sie in dem Audion in seiner allgemein bekannten Form vorkommen, das mit einer Spannung von 20 bis 50 Volt betrieben wird. Bei diesem Audion wenigstens bleiben noch einige ungeklärte Fragen bestehen.

Wenn Herr Armstrong nicht imstande ist, meine Beobachtung zu erklären, daß bei Anwendung von Audionfrequenzen gewisse Röhren eine Abnahme des Ausschlages eines Gleichstromamperemeters zeigen, andere keinen merklichen Ausschlag, während ein Telephonempfänger mit einer Stärke von vielfacher Hörbarkeit anspricht, so soll er diese Tatsache frei heraus bekennen. Ich wüßte auch gern seine Erklärung dafür, weshalb gewisse Audions deutlich empfindlicher für niedrige Funkenfrequenzen sind als für hohe, während andere genau das Gegenteil zeigen. Ich habe zwar Theorien für diesen Punkt, doch habe ich sie noch nicht erwiesen.

Was den Nachdruck betrifft, den Herr Armstrong auf den Wert seiner Oszillogramme legt, die bei Audionfrequenzen aufgenommen worden sind, weil Audion- und Radiofrequenzen ihrem Wesen nach identisch sind, so möchte ich auf seine Äußerung aufmerksam machen, daß „dies ein Effekt ist, den Radiofrequenzschwingungen (zum Unterschiede von Audionfrequenzschwingungen) bei Einwirkung auf das Gitter nicht hervorbringen können“.

Ist es nicht vielleicht möglich, daß in Fällen, wo stark gedämpfte Wellenzüge von Radiofrequenzen abwechselnd positive und negative anfängliche Wellenfronten haben, abwechselnd eine Zunahme und eine Abnahme des Anodenstromes auftreten kann, die zwar laute Signale im Telephonempfänger liefern, aber keinen Ausschlag in einem damit in Reihe geschalteten Gleichstrommikroamperemeter hervorbringen würden?

Was nun die Schlußbemerkung des Herrn Armstrong angeht, so hatte ich bisher nicht erfaßt, daß er tatsächlich geradezu die Entdeckung der Schwingungsfähigkeit des Audions für sich in Anspruch nimmt. Ich denke, es wird festgestellt werden können und festgestellt werden, daß diese Eigenschaft einige Zeit vor seiner ersten Arbeit auf diesem Gebiete entdeckt worden ist. Sollte noch jemand der Ansicht sein, daß die Schwingungsfähigkeit des Audions auf die Entdeckung

der von Herrn Armstrong beschriebenen komplizierten Kreise gewartet hätte, so möchte ich auf die Arbeit von Professor A. H. Taylor, „The Double Audion Type of Receiver“ in „Electrical World“ vom 13. März 1915 verweisen.

Herr Edwin H. Armstrong (briefliche Mitteilung). — In Beantwortung der letzten Mitteilung des Herrn de Forest über die Wirkung eines geladenen Gitters auf den Anodenstrom kann ich nur auf Grund des Umstandes, daß es ihm nicht gelungen ist, einen Gegenbeweis zu erbringen, annehmen, daß seine Beobachtungen sich vielleicht durch die positive Restladung auf dem Gitter erklären lassen. Dies gilt für den Röhrentyp, bei welchem so viele „ungeklärte“ Erscheinungen beobachtet werden, nämlich für das „Audion in seiner allgemein bekannten Form, das mit einer Spannung von 20 bis 50 Volt betrieben wird“.

Das Mißverständnis des Herrn de Forest hinsichtlich des Röhrentyps, auf den sich meine Arbeit bezieht, fällt durchaus ihm zur Last. Es ist in der Veröffentlichung in „Electrical World“ und gelegentlich der Vorlegung dieser Arbeit im „Institute of Radio Engineers“ klar ausgesprochen worden, daß das Vakuum der Röhren ein solches war, daß nur Thermionenströme bestanden. Die Verfahren, die angewandt wurden, um diese Vakua zu erhalten, waren die, welche kürzlich Herr Irving Langmuir in einer Arbeit beschrieben hat, die er der „American Physical Society“ vorgelegt hat, sowie in einer anderen dem „Institute of Radio Engineers“ vorgelegten Arbeit (vgl. hierzu „Proceedings of The Institute of Radio Engineers 3, 261, 1915“, wo auch die Diskussion über die Arbeit des Herrn Langmuir wiedergegeben ist).

Zur Erklärung der Beobachtung des Herrn de Forest, daß auf das Gitter einwirkende Audionfrequenzen entweder eine Abnahme des Ausschlages eines Gleichstromamperemeters oder gar keinen Ausschlag bewirken können, während ein Telephon kräftig anspricht, habe ich auf die Oszillogramme verwiesen, welche beide Fälle vollauf erklären. Es scheint nötig, hinzuzufügen, daß ein Gleichstrominstrument der erwähnten Art Mittelwerte mißt!

Die Frage nach der relativen Empfindlichkeit eines Audions als Detektor für hohe und niedrige Funkenfrequenzen ist für die gegenwärtige Diskussion völlig bedeutungslos. Sie enthält jedoch einige Punkte, die von Interesse sind. Der Effekt tritt nur dann auf, wenn man die Ventilwirkung des Audions benutzt, um die Schwingungen gleichzurichten, und man muß notwendig einen Kondensator in Reihe

mit dem Gitter anwenden. Wenn positive Ionen spärlich vorhanden sind, kann das Abfließen der von einer Gruppe von Schwingungen herrührenden Ladung auf dem Gitterkondensator so langsam erfolgen, daß der Kondensator bis zur Ankunft einer zweiten Gruppe von Schwingungen nicht ladungsfrei werden kann. Unter diesen Verhältnissen bleibt beständig eine negative Restladung auf dem Gitterkondensator während der Perioden der Signalgebung bestehen, und diese Ladung stört die Gleichrichterwirkung zwischen Gitter und Faden. Dieser Effekt wird offenbar bei den höheren Funkenfrequenzen ausgeprägter sein, und die Empfindlichkeit des Audions wird bei den niedrigeren Funkenfrequenzen weniger beeinträchtigt werden. Die Erscheinung ist interessant, aber im wesentlichen ganz einfach und von elementarem Charakter.

Herr de Forest versucht den Fall zu erklären, der, wie ich gezeigt habe, unmöglich ist, nämlich den Fall, daß auf das Gitter wirkende Radiofrequenzen ein Ansprechen eines Telephones im Anodenkreise bewirken, aber keinen Ausschlag eines mit dem Telephon in Reihe geschalteten Gleichstrominstrumentes. Die aufgestellte Erklärung ist unmöglich. Der beschriebene Effekt könnte nur durch Wellenzüge hervorgebracht werden, die praktisch aperiodisch wären. Ich brauche nicht zu sagen, daß gegenwärtig in der drahtlosen Telegraphie nichts gebräuchlich ist, was dem im Entferntesten ähnelte.

Zum Schlusse möchte ich betonen, daß diese Diskussion ursprünglich von Herrn de Forest eröffnet worden ist in dem Bestreben, die Erklärungen als ungültig darzustellen, die für die verschiedenen Detektor-, Übertrager- und Schwingungswirkungen aufgestellt worden sind. Meiner Meinung nach bleiben die gegebenen Erklärungen als richtig bestehen.

Herr Robert H. Marriott. — Es ist häufig beklagt worden, daß es an Untersuchungen über Fragen der drahtlosen Telegraphie mangele, die in Physikalischen Instituten ausgeführt worden wären. Herr Armstrong verdient hohe Anerkennung für seine hochinteressante Untersuchung, und es ist zu wünschen, daß unter ähnlichen Vorbedingungen weitere wertvolle Ergebnisse erlangt werden möchten.

(Eingesandt 1. Oktober 1915.)

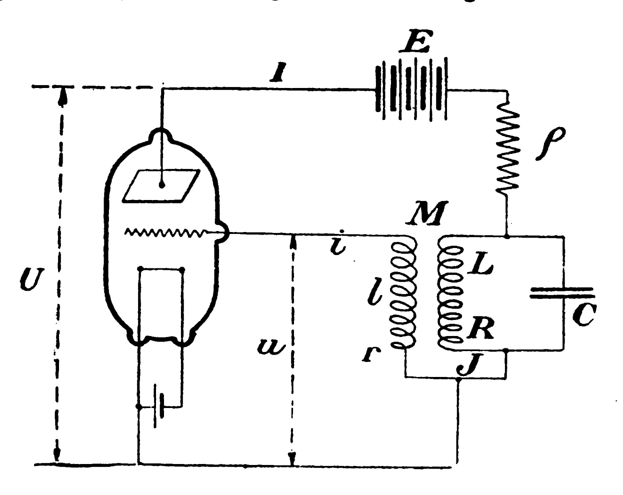
Adresse des Autors: The Institute of Radio Engineers
111 Broadway, New York.

Über die Verwendung des Audions als Generator mit Selbsterregung.

(Sur l'emploi des audions comme générateurs auto-excitateurs).

Von **J. Bethenod.**

In einer früheren Mitteilung[1]) habe ich zunächst einige allgemeine Betrachtungen über die charakteristischen Kurven und über die Bedingungen für die Stetigkeit des Zustandes entwickelt und alsdann als Anwendungsbeispiel die Bedingungen für das Zünden des Nebenschluß-Lichtbogens durch einen schwingenden Kreis festgestellt.



Die vorliegende Mitteilung bezweckt, zu zeigen, wie man nach demselben Verfahren die Zündung des als Generator mit Selbsterregung benutzten Audions analysieren kann. Bekanntlich gewinnt diese Anwendung gegenwärtig in der drahtlosen Telegraphie mehr und mehr an Verbreitung, und zwar sowohl für den Empfang als Hilfsgeneratoren zum Nachweis der ungedämpften Wellen (Heterodyne) als auch zum Senden.

Betrachten wir also die durch die Figur dargestellte Schaltung.[2])

1) Vgl. J. Bethenod, Sur les courbes caractériques et les conditions de stabilité des régimes. La Lumière Electrique (2) 35, Nr. 42, 14. Okt. 1916, S. 25ff.

2) Vgl. The Electrician, 31. Juli 1914, S. 702, und franz. Pat. Nr. 467, 747, Fig. 6.

Auf diese Schaltung läßt sich übrigens leicht eine große Anzahl der abweichenden Ausführungsformen zurückführen, die seit zwei oder drei Jahren seitens verschiedener Physiker und Ingenieure vorgeschlagen worden sind, und wir haben sie deshalb zur Grundlage für die vorliegende Untersuchung gewählt, weil sie die leichteste Analyse der Zündungsvorgänge gestattet.

Wir bezeichnen:

mit E die elektromotorische Kraft der in den Plattenkreis eingeschalteten Batterie,
„ ϱ ihren Widerstand,
„ U die Potentialdifferenz zwischen Draht und Platte,
„ u jene zwischen Draht und Rost,
„ I den durch die Platte fließenden Strom,
„ i den im Kreise Rost—Draht fließenden,
„ R, L den Widerstand bzw. die Selbstinduktion der Spule im Schwingungskreise,
r, l die entsprechenden Größen der im Kreise Rost—Draht liegenden Spule,
„ M den Koeffizienten der wechselseitigen Induktion zwischen diesen beiden Spulen,
„ J den Bruchteil des Stromes I, der nicht durch den Kondensator C des Schwingungskreises hindurchgeht.

Man kann ohne weiteres schreiben:

$$E = U + \varrho I + L\frac{dJ}{dt} + RJ + M\frac{di}{dt},$$

$$0 = u + ri + l\frac{di}{dt} + M\frac{dJ}{dt},$$

$$\int\frac{I-J}{C}\,dt = L\frac{dJ}{dt} + RJ + M\frac{di}{dt}.$$

Die Gleichungen für den Zuwachs lauten dann[1]):

$$\left.\begin{aligned}
0 &= \Delta U + \varrho\,\Delta I + L\frac{d\,\Delta J}{dt} + R\,\Delta J + M\frac{d\,\Delta i}{dt},\\
0 &= \Delta u + r\,\Delta i + l\frac{d\,\Delta i}{dt} + M\frac{d\,\Delta J}{dt},\\
\int\frac{\Delta I - \Delta J}{C}\,dt &= L\frac{d\,\Delta J}{dt} + R\,\Delta J + M\frac{d\,\Delta i}{dt}.
\end{aligned}\right\}\qquad (1)$$

1) s. meine genannte Arbeit.

Wir verfügen bereits über drei Gleichungen zur Bestimmung der fünf Unbekannten ΔI, Δi, ΔJ, ΔU und Δu. Zwei neue Gleichungen liefern uns die charakteristischen Kurven für die als kathodischer Generator benutzte Lampe. Wir können nämlich schreiben:

$$i = f(U, u)$$

und

$$I = F(U, u),$$

wo sich die Funktionen f und F zum mindesten experimentell bestimmen lassen.

In dieser Fassung ist das Problem, das wir betrachten, in seiner ganzen Allgemeinheit nahezu unlösbar. Immerhin können wir, wenn wir uns auf die Untersuchung des Anfanges des Zündungszustandes des Generators beschränken, die Zuwachse, welche die Unbekannten des Systems (1) bilden, als sehr kleine Größen ansehen. Nach einem Gedanken, den Herr Marius Latour[1]) betreffs der Theorie der Verstärker ausgesprochen hat, in denen gleichfalls die Lampen mit drei Elektroden (Audion) benutzt werden, kann man dann die Ausdrücke für Δi und ΔI als Funktionen der Zuwachse Δu und ΔU der Veränderlichen in Reihen entwickeln und diese Entwickelung mit den beiden ersten Gliedern abbrechen. Man erhält so die Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \Delta i &= a_1\, \Delta u + a_2\, \Delta U, \\ \Delta I &= a_3\, \Delta U + a_4\, \Delta u, \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

wo die Koeffizienten a für eine Admittanz konstant und homogen sind.[2]) Das System (2) gestattet im Verein mit dem System (1), die Bedingungen für die Zündung des kathodischen Generators vollständig zu bestimmen. Zu diesem Zwecke wollen wir

$$\frac{d}{dt} = \omega, \qquad \text{also} \qquad \int \ldots dt = \omega^{-1},$$

schreiben.[3])

---

1) Vgl. The Electrician, 1. Dez. 1916, S. 280.

2) Benutzt man die Schreibweise für die partiellen Ableitungen, so kann man schreiben:

$$a_1 = \frac{\partial i}{\partial u}, \qquad a_3 = \frac{\partial I}{\partial U},$$
$$a_2 = \frac{\partial i}{\partial U}, \qquad a_4 = \frac{\partial I}{\partial u}.$$

3) s. meine genannte Arbeit.

Auf diese Weise erhalten wir ein System von drei für ΔJ, Δu und ΔU homogenen Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} 0 &= (L\omega + R)\Delta J + (\varrho a_4 + M a_1 \omega)\Delta u + (1 + \varrho a_3 + M a_1 \omega)\Delta U, \\ 0 &= M\omega \Delta J + (1 + r a_1 + l a_1 \omega)\Delta u + (r a_2 + l a_2 \omega)\Delta U, \\ 0 &= \left(\frac{1}{C\omega} + L\omega + R\right)\Delta J + \left(M a_1 \omega - \frac{a_4}{C\omega}\right)\Delta u + \left(M a_2 \omega - \frac{a_3}{C\omega}\right)\Delta U \\ &\qquad + \left(M a_2 \omega - \frac{a_3}{C\omega}\right)\Delta U, \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

nachdem wir mit Hilfe des Systems (2) die Veränderlichen Δi und ΔI eliminiert haben. Dafür daß diese drei homogenen Gleichungen miteinander vereinbar sind, ist notwendige und hinreichende Bedingung, daß die Determinante der Unbekannten

$$D = \begin{vmatrix} R + L\omega & \varrho a_4 + M a_1 \omega & 1 + \varrho a_3 + M a_2 \omega \\ M\omega & 1 + r a_1 + l a_1 \omega & r a_2 + l a_2 \omega \\ 1 + RC\omega + LC\omega^2 & MC a_1 \omega^2 - a_4 & MC a_2 \omega^2 - a_3 \end{vmatrix}$$

null wird. Das führt tatsächlich zu einer Gleichung dritten Grades für ω, deren Lösung im Prinzip die vollständige Analyse der Zündungsbedingungen für den nach dem Plane der Figur angeordneten Generator gestattet. Der Grad der Gleichung $D = 0$ ergibt sich ohne weiteres, wenn man die Determinante entwickelt. Die Glieder mit ω^4 verschwinden nämlich bei dieser Entwickelung, und wenn man nach den Elementen der ersten Spalte ordnet, erhält man:

$$\begin{aligned} D = {} & (R + L\omega)[MC a_2 \omega^2 - a_3 + r(a_4 a_2 - a_1 a_3) \\ & + l\omega(a_4 a_2 - a_1 a_3)] - M\omega[\varrho MC(a_4 a_2 - a_1 a_3)\omega^2 \\ & + a_4 - MC a_1 \omega^2 + (a_2 a_4 - a_1 a_3)M\omega] + (1 + RC\omega \\ & + LC\omega^2)[\varrho r(a_4 a_2 - a_1 a_3) + \varrho l\omega(a_2 a_4 - a_1 a_3) \\ & - 1 - \varrho a_3 - M a_2 \omega - r a_1 - l a_1 \omega]. \end{aligned}$$

Die charakteristische Gleichung für den Generator ist sonach:

$$\left.\begin{aligned} 0 = {} & (1 - k^2)(a_1 - \varrho s) CLl\omega^3 + [LC + a_1 C(Rl \\ & + rL) - \varrho a_3 LC - s(1 - k^2)Ll - \varrho s C(lR \\ & + Lr)]\omega^2 + [a_3 L + (a_4 + a_2)M + l a_1 + RC(1 \\ & + r a_1) + \varrho a_3 RC - s(Rl + rL) - \varrho l s - RC\varrho r s]\omega \\ & + 1 + r a_1 + R a_3 + \varrho a_3 - Rsr - \varrho r s_1, \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

wenn man

$$k^2 = \frac{M^2}{l L}$$

und

$$s = a_4 a_2 - a_3 a_1$$

setzt.

Die Gleichung $D = 0$ ist also tatsächlich dritten Grades für ω, wie die allgemeine charakteristische Gleichung, welche die Zündung des singenden Lichtbogens bestimmt.[1]) Sie kann ebenso wie diese zu einer algebraischen Diskussion benutzt werden, und eine solche soll unter gleichzeitiger Anwendung auf die beiden in Rede stehenden Gleichungen den Gegenstand einer weiteren Untersuchung bilden. Einstweilen wollen wir uns damit zufrieden geben, die Bedingungen aufzusuchen, die erfüllt sein müssen, damit das in der Figur gezeichnete System zum Sitze beständiger Schwingungen wird, wobei, wohlverstanden, die Amplitude dieser Schwingungen einen sehr kleinen Wert nicht überschreitet.

Zu diesem Zweck braucht nach einem bereits dargelegten Verfahren[2]) die Gleichung (4) nur die rein imaginären Wurzeln $\omega = \pm j\,\Omega$ zuzulassen (wo Ω reell ist). Das kommt auf dasselbe heraus, als wenn wir sagen, die Gleichung (4) läßt sich auf die Form

$$(\omega^2 + \Omega^2)(P\omega + Q) = 0 \tag{5}$$

bringen.

Setzen wir in den Gleichungen (4) und (5) die Koeffizienten der gleichen Potenzen von ω einander gleich, so erhalten wir die vier Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}
&(1 - k^2)(a_1 - \varrho s)\, C L l = P,\\
&L C + a_1 C(R l + r L) + \varrho a_3 L C - s(1 - k^2) L l\\
&\qquad - \varrho s C(l R + L r) = Q,\\
&a_3 L + (a_4 + a_2) M + a_1 l + R C(1 + r a_1)\\
&\qquad + \varrho a_3 R C - s(R l + r L) - \varrho l s - R C \varrho r s = \Omega^2 P,\\
&1 + r a_1 + R a_3 + \varrho a_3 - R s r - \varrho r s = \Omega^2 Q.
\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Durch diese Gleichungen sind ohne Weiteres Ω^2, P und Q bestimmt, und die Elimination dieser drei Unbekannten bildet die ge-

1) s. in meiner gesannten Arbeit, La Lumière Electrique vom 14. Okt. 1916, S. 30, Gleichung (19).

2) a. a. O., S. 31, Fußnote 1.

suchte Bedingung, d. h. die Bedingung, die erfüllt werden muß, damit die zugrunde gelegte Ausgangsgleichung zwei rein imaginäre Wurzeln zuläßt.

Meistens sind die Koeffizienten a und die Widerstände r, R und ϱ klein genug, daß die Gleichungen merklich zu

$$\left.\begin{aligned} (1-k^2)\,a_1\,C\,L\,l &= P', \\ L\,C &= Q', \\ a_3\,L + (a_4 + a_2)\,M + a_1\,l + R\,C &= \Omega^2\,P', \\ 1 &= \Omega^2\,Q' \end{aligned}\right\} \qquad (6')$$

werden.

In dieser sehr einfachen Gestalt, der sich übrigens in der Praxis die Verhältnisse im allgemeinen hinreichend nähern, führen die Gleichungen des Systems (6′) unmittelbar zu den folgenden Schlüssen:

1. Die zweite und vierte dieser Gleichungen liefern die Beziehung:

$$\Omega^2 = \frac{1}{L\,C}\,. \qquad (7)$$

Mithin ist also die Frequenz der Schwingungen, die der Lampengenerator in der durch die Figur angegebenen Schaltweise spontan erzeugt, praktisch gleich der Eigenfrequenz des geschlossenen Schwingungskreises $L\,C$. Dieses Ergebnis stimmt mit der Erfahrung überein, solange die Frequenz nicht gar zu hoch ist.[1])

2. Die Bedingung, die erfüllt werden muß, damit ein Betrieb mit $\sin \Omega t$ bestehen kann, erhält man in der Form

$$a_3\,L + (a_4 + a_2)\,M + a_1\,l + R\,C = (1-k^2)\,a_1\,l$$

oder

$$a_3\,L + (a_4 + a_2)\,M + R\,C = -k^2\,a_1\,l\,. \qquad (8)$$

Nun ist nach den Versuchsergebnissen der Koeffizient a_1 positiv. Folglich kann die Gleichung (8) nur dann befriedigt werden, wenn der Koeffizient M endlich und negativ ist. Dieses Ergebnis wird noch durch die Versuche bestätigt.

1) Wenn die Frequenz sehr hoch ist, kann man nicht mehr, wie wir getan haben, die Wirkung der parasitären Kapazitäten vernachlässigen, d. h. jener, welche zwischen den verschiedenen Elementen der Lampe, dem Rost, der Platte und dem Faden bestehen. Offenbar werden durch die Berücksichtigung dieser Kapazitätswirkungen die Gleichungen (1) noch erheblich verwickelter.

3. Die dritte Wurzel der charakteristischen Gleichung hat den Näherungswert:

$$\omega''' = -\frac{Q}{P},$$

$$\Omega''' - \frac{Q'}{P'} = -\frac{1}{(1-k^2)\, a_1\, l}.$$

Da diese Wurzel immer negativ ist, kann der Dauerbetrieb mit $\sin \Omega t$ nur dann bestehen, wenn die Bedingungsgleichung (8) erfüllt ist.

(Übersetzung eingegangen 15. Mai 1917.)

(Nach La Lumière Electrique (2) **35**, Nr. 51, S. 225—228, 1916 aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

Quantitative Versuche mit dem Audion.

(Quantitative experiments with the Audion.)

Von **L. W. Austin.**

Detektoren mit Vakuumröhren haben sowohl für gedämpfte als auch für ungedämpfte Schwingungen in so hohem Maße allgemeine Anwendung gefunden, daß es nachgerade wünschenswert erscheint, das Gesetz für das Ansprechen dieser Instrumente festzustellen, zumal sie häufig mit Telephonen im Nebenschluß angewandt werden, um in der drahtlosen Telegraphie die Stärke empfangener Signale zu schätzen.

Die für diese Untersuchung gewählte Form des Vakuumdetektors war das de Forestsche Audion mit drei Elektroden[1]).

Bekanntlich kann man das Audion entweder als gewöhnlichen Detektor benutzen (alte Audionschaltung), indem man den sekundären Empfängerkreis an den heißen Faden und die mittlere Elektrode (Rost) anschließt, oder man kann ihn an die Rostelektrode und die kalte Platte anlegen (Ultraudionschaltung) und auf diese Weise im Empfänger örtliche Schwingungen erregen, so daß man die Signale nach der Schwebungsmethode empfangen kann.

Um die Gesetze für die Stärke der empfangenen Wellen und das Ansprechen der Detektoren zu bestimmen, wurde der Kreis, der das Audion enthielt, durch einen Wellenmesser erregt, in welchem Schwin-

1) Wegen dessen Beschreibung s. Bull. Bur. of Stand. **6**, 540; Reprint 140, 1911.

gungen von veränderlicher Stärke erzeugt wurden, und zwar entweder für ungedämpfte Erregung durch ein schwingendes Audion oder für gedämpfte Erregung durch einen Summer.

Da es unmöglich ist, ein Galvanometer direkt im Telephonkreise des Audions zu verwenden, und zwar wegen des aus der Trockenbatterie durch das Audion fließenden Gleichstromes, wurde folgende Anordnung der Apparatur angewandt: Die Primäre eines Telephonumformers mit Eisenkern wurde mit den Telephonen in Reihe geschaltet, und an die Sekundäre wurde ein Siliziumdetektor in Reihe mit einem empfindlichen Galvanometer angeschlossen. Die Änderungen der Stromstärke, welche die Telephone beeinflussen, rufen ähnliche Wirkungen im Telephonumformer hervor und geben Anlaß zu Wechselströmen in der Sekundären, die dann ihrerseits im Siliziumdetektor gleich gerichtet werden und dadurch auf das Galvanometer einwirken können. Die Galvanometerausschläge sind, wie nachgewiesen worden ist, proportional dem Quadrate der Wechselstromstärke im Detektor[1]) und somit proportional dem Quadrate der Telephonimpulse im Hauptkreise. Wenn durch das Audion örtliche Schwingungen erzeugt wurden, ergab sich, daß diese den Detektor schwach beeinflußten; ihr Einfluß wurde aber dadurch völlig ausgeschaltet, daß ein Kondensator von 0,1 Mikrofarad quer zum Detektor gelegt wurde.

Die Stärke der von dem sendenden Wellenlängenmesser ausgesandten Hochfrequenzschwingungen wurde mittelst eines in den Wellenmesserkreis eingeschalteten Thermoelementes gemessen.

Tabelle I.
Altes Audion.

Gedämpfte Erregung		
I_1^2	I_2^2	$\frac{I_1^2}{I_2}$
20	2	14,1
30	4	15,0
50	13	13,9
75	28	14,2
107	57	14,2
121	70	14,5
154	107	14,9
173	145	14,4

Durch den ersten Versuch sollte das Gesetz für das Ansprechen des Schwingungskreises bei der alten Audionschaltung bestimmt werden;

1) Bull. Bur. of Stand. 6, 530, 1911.

dabei wurde der sendende Wellenmesser durch einen Summer erregt. Die Ergebnisse sind in Tabelle I dargestellt. Hier bedeutet I_1^2 die Ablesungen des Thermoelementgalvanometers im Senderkreise und I_2^2 die Ablesungen des Detektorgalvanometers im Telephonumformer, I_1 ist proportional den Hochfrequenzsenderströmen und damit den empfangenen Hochfrequenzströmen; I_2 ist proportional dem Werte der Stromstöße im Telephonempfängerkreise. Die Spalte III in Tabelle I zeigt, daß die Telephonstöße (das Ansprechen) dem Quadrate der empfangenen Hochfrequenzströme ist. Ein weiterer Versuch, der dem vorbeschriebenen ähnlich ist, nur daß der Empfängerkreis die Ultraudionschaltung aufwies, aber so angeordnet war, daß keine örtlichen Schwingungen hervorgebracht wurden, lehrte, daß dasselbe Gesetz gilt wie im Falle der alten Audionschaltung.

Tabelle II.
Schwingendes Ultraudion.

Gedämpfte Erregung		
I_1^2	I_2^2	$\frac{I_1}{I_2}$
11	9	1,11
20	19	1,02
33	29	1,06
52	46	1,06
71	64	1,05
90	84	1,03

Tabelle III.
Schwingendes Ultraudion.

Ungedämpfte Erregung		
I_1^2	I_2^2	$\frac{I_1}{I_2}$
1	2	0,71
3	4	0,87
5	8	0,79
7	11	0,80
9	16	0,75

Die Tabellen II und III geben die Ergebnisse wieder, die mit dem Audion in Ultraudionschaltung und mit schwingendem Audion gewonnen wurden. Bei der Tabelle II sind die Senderwellen gedämpft

wie bei der Tabelle I, während bei der Tabelle III die Senderwellen ungedämpft sind und der sendende Wellenmesser durch ein schwingendes Audion erregt wird. Der Ton im Empfängertelephon entsteht hierbei durch Schwebungen zwischen den lokalen Schwingungen und den auftreffenden; er ist bei gedämpften Schwingungen rauh, aber bei ungedämpften rein und musikalisch.

Die dritte Spalte jeder der beiden letzten Tabellen lehrt, daß das Ansprechen bei den lokalen Schwingungen der empfangenen Hochfrequenzstromstärke proportional ist, und nicht ihrem Quadrat, wie dies beim nicht schwingenden Audion der Fall war. Der Wert für die Verhältniszahlen in den dritten Spalten zeigt, daß der Telephonempfänger bei ungedämpften Schwingungen stärker anspricht als bei den gedämpften, und zwar unter sonst gleichen Bedingungen im Verhältnis 1,4 : 2. Nehmen wir aber, wie dies wahrscheinlich wenigstens annähernd richtig ist, im Sender- und im Empfängerkreise gleiches Dekrement an, so bedeutet das gleiche Empfindlichkeit, denn es ist für ungedämpfte Wellen:

$$I = E/R$$

und für gedämpfte Wellen:

$$I = \frac{E}{R\sqrt{1 + \frac{\delta_1}{\delta_2}}},$$

wo δ_1/δ_2 das Verhältnis zwischen den Dekrementen in den beiden Kreisen darstellt.

Außer den Versuchen mit dem Detektor und dem Galvanometer wurden noch Bestimmungen über das Empfindlichkeitsverhältnis der alten Audionschaltung und der Schaltung des schwingenden Ultraudions angestellt. Zu diesem Zwecke benutzte ich das Verfahren des Nebenschlußtelephons mit Funkenerregung, und zwar entweder mittelst ferner Signale oder mittelst des Summers. Es ergab sich, daß bei der Hörbarkeit Eins mit der alten Audionschaltung das schwingende Ultraudion eine Hörbarkeit von dreihundert bis tausend lieferte; da aber das Gesetz des Ansprechens in diesen beiden Fällen verschieden ist, wird natürlich das Verhältnis mit zunehmender Stärke der Signale kleiner werden. Mit dem nicht schwingenden Ultraudion sind die Signale zwanzig- bis vierzigmal so stark wie mit dem alten Audion. Dieses Verhältnis wird größer, wenn das Ultraudion dem schwingenden Zustand näher gebracht wird.

Die Versuche zeigen, daß die atmosphärischen Störungen im allgemeinen beim schwingenden Audion nur wenig lauter sind als beim alten Audion, die Töne sind indessen bei ersterem kontinuierlicher.

(Nach Journ. Washington Ac. of Sc. **6**, 81—84, 1915 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 20. April 1916.)

Adresse des Autors: U. S. Naval Radio Telegraphic Laboratory, Navy Dept., Washington D. C., U. S. A.

Referate.

Marius Latour; Theoretische Erörterung des Audions. (Nach Electrician vom 1. Dez. 1916, S. 280—282.)

Aus dem interessanten Aufsatze des Herrn Eccles „Recent Patents in Radio-telegraphy and Radio-telephony" („Über neuere Patente auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie und Telephonie")[1]) geht sehr deutlich die wachsende Bedeutung hervor, welche Vakuumröhren als Verstärker oder als Vorrichtungen zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen in der Telegraphie und Telephonie ohne wie mit Draht besitzen.

Herr E. Weintraub und ich haben bereits in den Amerikanischen Patentschriften Nr. 921930 und 1041210 aus dem Jahre 1907, „Producing amplifies current variations" und „Amplifying current variations" („Verfahren zur Erzeugung verstärkter Stromstärkenänderungen" bzw. „Verfahren zur Verstärkung von Stromstärkenänderungen") die Verwendung der Quecksilberröhre als Verstärker beschrieben. Auf unseren Verstärker verwies auch Reiß in seinem Aufsatze über die Röhren von Lieben und Reiß.[2]) Die Versuche von Weintraub und mir sind im Jahre 1905 ausgeführt worden.

Wir haben damals den Begriff des negativen Widerstandes für Überträger eingeführt, den Herr A. W. Hull neuerdings wieder aufgebracht hat.[3]) Ich habe kürzlich auf diesen Begriff gewisse Verstärkerschaltungen gegründet und werde bei späterer Gelegenheit die gewonnenen Ergebnisse mitteilen. Hier will ich die charakteristischen Gleichungen für den Verstärker ableiten, der als „Audion" bekannt ist und eine Bedeutung in der Praxis erlangt hat.

---

1) The Electrician, 28. Juli und 4. Aug. 1916.
2) Elektrot. Zeitschr. **34**, 1359, 27. Nov. 1913.
3) s. Phys. Rev., Jan. 1916.

Der erste Gedanke der Verwendung des Audions als Detektor läßt sich auf eine Veröffentlichung von L. Zehnder[1]) zurückführen, aber das Audion als Verstärker oder als Relais ist zuerst von de Forest, von Lieben und Reiß und von anderen Erfindern beschrieben worden.

Das Audion umfaßt, wie allgemein bekannt, eine Platte, ein Gitter und einen Faden, der durch den von einer Batterie p (s. Fig. 1 und 2) ausgehenden Strom erhitzt wird. Die Platte und der eine Pol des Fadens, beispielsweise der negative, werden durch einen Widerstand R (s. Fig, 1) oder durch die Primäre eines Umformers T, dessen Sekundäre durch einen Widerstand R geschlossen ist (s. Fig. 2), mit einer Batterie P verbunden. Der Widerstand R kann ein Empfänger beliebiger Art (Telephon usw.) sein. Das Gitter und der Faden werden unmittelbar oder durch einen Umformer mit der Quelle des zu verstärkenden Stromes verbunden.

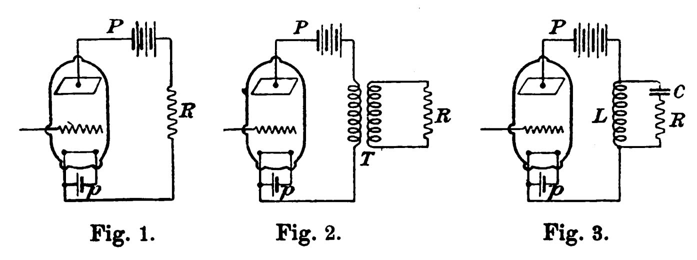


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Aus den zahlreichen in „The Electrician" veröffentlichten Arbeiten wissen wir bereits, daß seitens der verschiedenen Erfinder viele verschiedene Anordnungen der einzelnen Elemente Platte, Gitter und Faden vorgeschlagen worden sind. Die Art, die Gestalt, die gegenseitige Anordnung und die Abmessungeu der Elektroden, die Größe und Art des Gasrestes, dies alles sind Veränderliche, die bereits in mehr oder minder befriedigender Weise bestimmt worden sind. Es liegt nicht in meiner Absicht, diese physikalischen Charakteristiken zu erörtern. Ich beabsichtige nur, die Gleichungen für den Betrieb eines Audions unabhängig von den zahlenmäßigen Konstanten zu bestimmen, durch die sich die verschiedenen Formen des Apparates mehr oder minder vorteilhaft voneinander unterscheiden, und die das Verdienst der verschiedenen Erfinder bedeuten.

Im Audion werden das Potential V der Platte und das Potential v des Gitters gegenüber jenem eines Poles des Fadens, beispielsweise des negativen Poles, bestimmt. Man kann sich im allgemeinen vorstellen,

1) Wied. Ann. 1892, S. 77.

daß das Gitter mit Hilfe einer zwischen Gitter und Faden in den Stromkreis eingeschalteten (in den Figuren nicht mit dargestellten) Hilfsbatterie auf ein kontinuierliches Potential v_0 gegen jenes des Fadens gebracht werden kann, ebenso wie die Platte mittels der Batterie P auf ein Potential V_0 gegen jenes des Fadens gebracht wird.

Der Gitterstrom i ist, allgemein zu reden, eine Funktion von v und V, also:

$$i = f(v, V).$$

Unter diesen Verhältnissen erhalten wir in der Nachbarschaft eines Betriebspunktes, der durch die kontinuierlichen Potentiale v_0 und V_0, entsprechend einer Gitterstromstärke i_0, definiert wird:

$$(i - i_0) = \left(\frac{\delta i}{\delta v}\right)_{\substack{v=v_0 \\ V=V_0}} (v - v_0) + \left(\frac{\delta i}{\delta V}\right)_{\substack{v=v_0 \\ V=V_0}} (V - V_0) \tag{1}$$

Die Abgeleiteten

$$\left(\frac{\delta i}{\delta v}\right)_{\substack{v=v_0 \\ V=V_0}} \quad \text{und} \quad \left(\frac{\delta i}{\delta V}\right)_{\substack{v=v_0 \\ V=V_0}}$$

lassen sich leicht experimentell bestimmen. Sie werden durch die Kurve gegeben, welche die Gitterstromstärke als Funktion von v für ein Plattenpotential V_0 darstellt, und durch jene, welche die Gitterstromstärke als Funktion von V für ein Gitterpotential v_0 darstellt. Der Kehrwert dieser Abgeleiteten hat die Dimension eines Widerstandes. Wir wollen schreiben:

$$\left(\frac{\delta i}{\delta v}\right)_{\substack{v=v_0 \\ V=V_0}} = \frac{1}{r_1}, \quad \left(\frac{\delta i}{\delta V}\right)_{\substack{v=v_0 \\ V=V_0}} = \frac{1}{r_2}$$

Dann können wir die Gleichung (1) als

$$(i - i_0) = \frac{v - v_0}{r_1} + \frac{V - V_0}{r_2} \tag{1^1}$$

schreiben.

Die Plattenstromstärke ist eine Funktion von V und v, also:

$$I = F(V, v)$$

Was soeben für i bemerkt worden ist, läßt sich für I wiederholen. Wenn also die Betriebsbedingungen der Röhre durch dieselben kontinuierlichen Potentiale V_0 und v_0 auf der Platte und auf dem Gitter bestimmt sind, die einer Plattenstromstärke I_0 entsprechen, so haben wir:

$$(I - I_0) = \left(\frac{\delta I}{\delta V}\right)_{\substack{v=v_0 \\ V=V_0}} (V - V_0) + \left(\frac{\delta I}{\delta v}\right)_{\substack{v=v_0 \\ V=V_0}} (v - v_0) \tag{2}$$

Die Abgeleiteten

$$\left(\frac{\delta I}{\delta V}\right)_{\substack{v=v_0\\V=V_0}} \quad \text{und} \quad \left(\frac{\delta I}{\delta v}\right)_{\substack{v=v_0\\V=V_0}}$$

lassen sich leicht experimentell bestimmen. Sie werden durch die Kurve gegeben, welche die Plattenstromstärke als Funktion von V für ein Gitterpotential v_0 darstellt, und durch jene, welche die Plattenstromstärke als Funktion von v für ein Plattenpotential V_0 darstellt. Der Kehrwert dieser Abgeleiteten hat gleichfalls die Dimension eines Widerstandes. Wir wollen schreiben:

$$\left(\frac{\delta I}{\delta V}\right)_{\substack{v=v_0\\V=V_0}} = \frac{1}{r_3}, \quad \left(\frac{\delta I}{\delta v}\right)_{\substack{v=v_0\\V=V_0}} = \frac{1}{r_4}$$

Gleichung (2) läßt sich demnach in der Form

$$(I - I_0) = \frac{V - V_0}{r_3} + \frac{v - v_0}{r_4} \qquad (2^1)$$

schreiben.

Wir wollen nunmehr annehmen, daß $(v - v_0)$ eine unendlich kleine Wechselspannung u sei. Dann wird $(i - i_0)$ eine Wechselstromstärke j, $(V - V_0)$ eine Wechselspannung U, $(I - I_0)$ eine Wechselstromstärke J, und wir erhalten somit für das Audion die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} j &= \frac{u}{r_1} + \frac{U}{r_2} \\ J &= \frac{U}{r_3} + \frac{u}{r_4} \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Eine dritte Gleichung können wir erhalten, wenn wir den äußeren Kreis Platte—Faden betrachten.

Wenn wir in den Fadenkreis einen Widerstand R einschalten, so erhalten wir (unter der Voraussetzung, daß E die EMK. der Batterie ist):

$$E - IR = V$$

oder:

$$E - (I - I_0) R - I_0 R = (V - V_0) + V_0;$$

also:

$$E - I_0 R - V_0 = U + JR$$

Die linke Seite dieser Gleichung ist notwendig 0, denn unter den betrachteten Betriebsbedingungen haben wir nach unserer Voraussetzung:

$$E - I_0 R = V_0$$

Wir erhalten daher:

$$U + JR = 0$$

Wenn wir uns den Widerstand R durch Vermittelung eines vollkommenen Umformers (Magnetisierungsstromstärke Null, Kapazität der Primär- und der Sekundärwickelung Null, Streuung Null, Verlust Null) in den Kreis Platte—Faden eingeschaltet denken, so gelangen wir zu derselben Gleichung. Der durch den Umformer hineingebrachte Spannungsabfall rührt in Wirklichkeit daher, daß in dem Widerstande R ein Wechselstrom kJ fließt, wo k das Übersetzungsverhältnis des Umformers in verkleinerndem Sinne bezeichnet. Wir haben daher:

$$U + k^2 JR = 0$$

Der einzige Unterschied bei Anwendung des Umformers besteht darin, daß die Spannung E der Batterie dem Potential V_0 auf der Platte entspricht.

Denken wir uns den mit k vervielfachten Widerstand R in den Primärkreis der Röhre eingeschaltet, so werden in allen Fällen die Grundgleichungen für die Röhre:

$$\left.\begin{aligned} j &= \frac{u}{r_1} + \frac{U}{r_2} \\ J &= \frac{U}{r_2} + \frac{u}{r_4} \\ U &+ JR = 0 \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Wenn der Widerstand R völlig induktionsfrei ist, so sind die Vektoren j, u, J und U notwendig miteinander in Phase, und das Gleichungssystem (4) entspricht alsdann dem folgenden System:

$$\left.\begin{aligned} j &= \left[\frac{1}{r_1} - \frac{r_3 R}{r_2 r_4 (r_3 + R)}\right] \cdot u \\ U &= -\frac{r_3 R}{r_4 (r_3 + R)} \cdot u \\ J &= \frac{r_3}{r_4 (r_3 + R)} \cdot u \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Wir wollen das Verhältnis der aus dem Schwingungskreise Platte—Faden in dem Widerstande R frei werdenden Schwingungsenergie zu der dem Kreise Gitter—Faden zugeführten und in ihm verbrauchten Energie als „Relaiswirkung" bezeichnen. Die „Relaiswirkung" entspricht dem Verhältnis UJ/uj.

Wir finden leicht:

$$\frac{UJ}{uj} = r_1 \left(\frac{r_3}{r_4}\right)^2 \frac{R}{(r_3 + R)\left[(r_3 + R) - \frac{r_1 r_3}{r_2 r_4} R\right]}$$

Es gibt einen Wert von R, den wir als R_{optimum} bezeichnen können, und der einen Höchstwert für die „Relaiswirkung" liefert. Wir finden, daß

$$R_{\text{optimum}} = \frac{r_3}{\sqrt{1 - \frac{r_1 r_3}{r_2 r_4}}}$$

ist.

Wird ein Umformer angewandt, so wählen wir ein solches Umformungsverhältnis k, daß

$$k^2 R = \frac{r_3}{\sqrt{1 - \frac{r_1 r_3}{r_2 r_4}}}$$

wird.

Aus dem Gleichungssystem (5) ermitteln wir weiter, daß der scheinbare Widerstand Y des Kreises Gitter—Faden

$$Y = r_1 \frac{(r_3 + R)}{(r_3 + R) - \frac{r_1 r_3}{r_2 r_4} R}$$

ist.

Wenn die Quelle der Spannung u eine Impedanz Z hat, so wählen wir für die Stromzufuhr zum Kreise Gitter—Faden einen Umformer mit einem solchen Aufformungsverhältnis, daß

$$k^2 Z = Y$$

wird.

Auf diese Weise leiten wir aus der Spannungsquelle die Höchstleistung her.

In Wirklichkeit müssen wir, da der Umformer unvollkommen ist, das Vorhandensein eines Widerstandes W parallel zur Sekundären des Umformers annehmen, der den Umformerverlusten entspricht, sowie gleichzeitig das Vorhandensein einer gewissen Kapazitanz oder Induktanz. Dann wird k kleiner sein.

In dem Gleichungssystem (5) haben wir den Widerstand R als induktionsfrei angenommen; wir müssen uns aber denken, daß R, grob ausgedrückt, irgendeine beliebige Impedanz darstellt, und müssen dann

das Gleichungssystem nach dem Verfahren der imaginären Größen in der Weise auflösen, daß wir u, j, U und J als Vektoren mit einer gewissen Phasendifferenz behandeln.

Der Widerstand R (Fig. 2) kann offenbar durch den Kreis Gitter—Faden einer zweiten Vakuumröhre im Falle eines mehrstufigen Verstärkers gebildet werden. Der Umformer T wird dann ein solches Umformungsverhältnis k haben, daß

$$R_{\text{optimum}} = k^2 Y$$

wird.

Wenn die zwischen Gitter und Faden angelegte Wechselspannung ziemlich hoch ist, kann nicht mehr von einer unendlich kleinen Wechselspannung u die Rede sein; wir werden es dann mit einer merklichen Spannung $\varepsilon \sin \omega t$ zu tun haben. Den scheinbaren Widerstand Y des Kreises Gitter—Faden betrachten wir alsdann als einen mittleren Widerstand, der sich aus dem Mittelwerte von $d i / d v$ ergibt, wenn sich v zwischen $(v_0 + \varepsilon)$ und $(v_0 - \varepsilon)$ ändert. Im allgemeinen wird $d i / d v$ für einen negativen Wert von v rasch Null, so daß, wenn die Röhre ungefähr bei der Spannung $v_0 = 0$ betrieben wird, der dann erhaltene Mittelwert von $d i / d v$ doppelt so groß ist wie der Mittelwert von $d i / d v$, den man erhält, während v positiv bleibt. Dieser Mittelwert läßt sich aus der Kurve für die Gitterstromstärke bestimmen. Den Kehrwert dieses Mittelwertes benutzt man zur Schätzung des Widerstandes r_1.

In Wirklichkeit müssen wir jetzt die höheren Ableitungen von i in Betracht ziehen. Wenn wir zunächst die zweite Abgeleitete untersuchen, so führt sie uns zur Erforschung der bekannten Detektorwirkung des Audions, und allgemeiner finden wir bei Berücksichtigung aller höheren Ableitungen, daß sie die Verzerrung des verstärkten Stromes bestimmen. Wie groß aber auch die an den Kreis Gitter—Faden angelegte Spannung und die entsprechende im Kreise Platte—Faden frei werdende Schwingungsenergie sein mögen, wir dürfen nicht vergessen, daß der Begriff eines gewissen R_{optimum} für diesen letztgenannten Kreis weiter bestehen bleibt.

Wir wollen jetzt insbesondere einen Hochfrequenzstrom betrachten und dabei annehmen, daß der Plattenkreis eine Selbstinduktion L enthalte, die durch eine Kapazität C und einen damit in Reihe geschalteten Widerstand R kurzgeschlossen sei (s. Fig. 3). Die einzelnen Elemente dieses Kreises wirken wie ein Ohmscher Widerstand im Kreise Platte—Faden, wenn bei der Frequenz $\omega / 2 \pi$ die Beziehung

$$\frac{1}{C} = \frac{L \omega^2 + \sqrt{L^2 \omega^4 + 4 R^2 \omega^2}}{2}$$

besteht, und der Wert dieses scheinbaren Ohmschen Widerstandes ist dann:

$$R_{\text{scheinb.}} = R + \frac{1}{C^2 \omega^2 R}$$

Wenn wir R gegenüber $L\omega$ oder $1/C\omega$ vernachlässigen können, so wird die obige Beziehung zu der Resonanzbedingung

$$\omega^2 C L = 1$$

und der Wert von $R_{\text{scheinb.}}$ wird:

$$R_{\text{scheinb.}} = \frac{L}{C R}$$

Man erhält nun bei einer gegebenen an den Kreis Gitter—Faden angelegten Wechselspannung von der Resonanzfrequenz $\omega/2\pi$ dann die Höchstleistung aus der Röhre, wenn $R_{\text{scheinb.}}$ einen gewissen Wert hat, der eine Funktion der inneren charakteristischen Eigenschaften der Röhre ist.

Das Audion als Verstärker kann mit einem für sich erregten Wechselstromerzeuger verglichen werden; dabei kann der Kreis Gitter—Faden als der Feldwickelungskreis und der Kreis Platte—Faden als der Ankerkreis angesehen werden.

Die Selbsterregung des Audions erhält man bekanntlich durch Koppelung des Plattenkreises und des Gitterkreises, so daß man das Gitterpotential u aus dem Plattenpotential U erhalten kann (Meißner, de Forest u. a.). Die Stetigkeitsbedingungen sind denen ähnlich, welche bei dynamoelektrischen Maschinen mit Neben- und Hauptschlußerregung gelten. Die Relaiswirkung nimmt mit Wachsen der an dem Kreis Gitter—Faden angelegten Spannung ab, gerade so wie das Verhältnis der Ankerspannung zur Erregungsstromstärke in einer dynamoelektrischen Wechselstrommaschine mit wachsender Erregungsstromstärke abnimmt; das heißt, es besteht eine Sättigungskurve.

Es ist zu beachten, daß der Vorgang der Selbsterregung, wie beim Lichtbogen, die Erzeugung höherer Oberschwingungen mit sich bringt.

Die beste Röhre für die Erregung ist die, welche bei einem gegebenen Betriebspotential auf der Platte die höchste Stromstärke auf der Platte für ein wachsendes Potential auf dem Gitter auszuhalten vermag. Eine derartige Röhre wird nicht mehr durch die „Relaiswirkung“ gekennzeichnet, weil die im Gitterkreise durch die Selbsterregung verzehrte Energiemenge als immer verhältnismäßig klein bleibend und nur einen untergeordneten Einfluß auf die Erwärmung und den Wirkungsgrad des Apparates ausübend vorausgesetzt wird.

Die Theorie lehrt, daß es auch für einen Audionerzeuger mit Selbsterregung ein R_{optimum} gibt.

Es ist möglich, einen Audionverstärker zu ersinnen, in welchem eine teilweise Selbsterregungswirkung stattfindet, wie dies schon Meißner, Franklin u. a. vorgeschlagen haben. Die entsprechende Bedingung findet man an dynamoelektrischen Maschinen mit besonderer Erregung, wenn sie gleichzeitig bis zu einem gewissen Grade als Maschinen mit Selbsterregung arbeiten. Man findet dies insbesondere bei den Verbunderregern für Wechselstrommaschinen, die wir früher untersucht haben.[1]) Die Gleichungen für dieses System lassen sich leicht bestimmen, wie wir in einer weiteren Veröffentlichung zu zeigen beabsichtigen. Wir müssen noch bemerken, daß auf diese Weise gebaute Verstärker eine gewisse Ähnlichkeit mit Übertragungsvorrichtungen aufweisen, welche auf dem Prinzip eines negativen Widerstandes beruhen, und daß sie daher die Neigung zeigen, die Vorzüge des Audions, zwei voneinander unabhängige Kreise zu besitzen, einzubüßen.

(Nach dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

1) s. z. B. Franz. Pat. 355,274 vom Juni 1905.

(Eingesandt 1. Februar 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistr. 31.

Mitteilungen aus der Praxis.

Die Messung radiotelegraphischer Signale mit dem schwingenden Audion.

Von L. W. Austin.

Zur Messung von Signalen, die aus großer Entfernung aufgenommen werden, haben sich keine anderen Verfahren als anwendbar erwiesen als jene, bei denen das Telephon benutzt wird. Wenn man auch Galvanometerverfahren ausgebildet hat, welche hinlänglich empfindlich sind, sind doch die von atmosphärischen Entladungen herrührenden Störungen so hinderlich, daß sich die Anwendung dieser Verfahren in vielen Fällen als untunlich erweist. Für Meßzwecke definiert man die

Hörbarkeit des Telephonstromes als das Verhältnis i/i_0, wo i die gegebene Stromstärke und i_0 die geringste Stromstärke ist, welche bei der gegebenen Frequenz für den jeweiligen Beobachter im Telephon hörbar ist.[1]) Dieses Verhältnis bestimmt man experimentell in der Weise, daß man die Telephone kurzschließt, so daß der Ton in ihnen gerade noch hörbar bleibt. Ist dann t der Effektivwiderstand der Telephone bei der gegebenen Frequenz und der gegebenen Form des Telephonimpulses, ist ferner s der Wert des Nebenschlusses, so ist die Hörbarkeit

$$A = i/i_0 = (t + s)/s.$$

Das beste Verfahren zur Ausführung einer solchen Messung ist, falls eine derartige Anordnung möglich ist, anscheinend, Probezeichen senden zu lassen, die von einem Beobachter in nicht kurz geschlossenen Telephonen und von dem die Hörbarkeit aufnehmenden Beobachter in kurzgeschlossenen Telephonen abgehört werden. Man verringert dann den Nebenschlußwiderstand allmählich, bis der Beobachter die Zeichen nicht mehr richtig wahrzunehmen vermag. Auf diese Weise kann man, wenn es im Beobachtungsraume vollkommen ruhig ist, und keine atmosphärischen Störungen vorhanden sind, die Beobachtungsfehler bis auf etwa 10 v. H. herabdrücken. Unter Verhältnissen, wie sie gewöhnlich auf den Stationen herrschen, sind die Fehler selten kleiner als 20 v. H. und erreichen unter sehr ungünstigen atmosphärischen Verhältnissen zuweilen 50 v. H. oder gar noch mehr.[2])

Dieses Verfahren zur Anstellung telephonischer Messungen in der drahtlosen Telegraphie ist für elektrolytische Detektoren und für solche mit Kristallkontakt von verschiedenen Forschern untersucht worden.[3])

---

1) Die Gleichmäßigkeit der von verschiedenen geübten Beobachtern erhaltenen Hörbarkeitsablesungen ist sehr stark unterschätzt worden. Von dem halben Dutzend Leuten oder darüber, die im Laboratorium mit derartigen Arbeiten beschäftigt gewesen sind, hat nur eine einzige Person, die als etwas schwerhörig bekannt war, Ergebnisse erhalten, die sich im allgemeinen von den übrigen um mehr als 20 v. H. unterschieden.

2) Im allgemeinen zeigen an drahtlosen Stationen die Hörbarkeitsablesungen die Neigung, zu niedrig zu sein, und zwar infolge atmosphärischer Störungen, störender Geräusche auf der Station und mangelhafter Einstellung der Apparate.

3) F. Braun, Jahrbuch 8, 203, 1914. — L. W. Austin, Bull. Bur. Stand. 7, 319, 1911; Reprint. 159. — Klages und Demmler (Jahrb. 8, 212, 1914) versuchten mittels eines Kontaktdetektors eine lineare Beziehung zwischen Senderstromstärke und Wert des Telephonnebenschlusses zu finden. In einigen Zusammenstellungen und Zitaten ist ihr Mißerfolg als ein Beweis



Durch die ausgedehnte Verwendung von Vakuumröhren mit drei Elektroden zum Empfang kontinuierlicher Schwingungen ist eine ähnliche Untersuchung des Verfahrens mit dem Telephon im Nebenschluß für diese Detektoren wünschenswert geworden.

Eichung des Hörbarkeitsmeßkastens.

Die Anordnung der Apparatur wird durch Fig. 1 dargestellt. Hier ist A ein Wellenmeßkreis, der entweder durch ein Audion oder einen Summer erregt wird, B ein Zwischenkreis oder ein künstlicher Luftleiter, C der Empfängerkreis, der dem üblichen sekundären Empfängerkreis entspricht. Die Stromstärke in dem Kreise B wurde durch

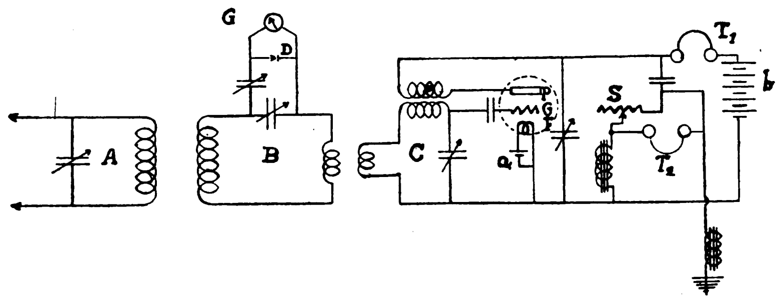


Fig. 1.

Änderung der Koppelung AB verändert, während der Hörbarkeitsbereich im Empfangskreise C in jedem einzelnen Versuch durch die Koppelung BC festgelegt wurde. Die Stärke des Hochfrequenzstromes in B wurde mittels eines Siliziumdetektors und eines Galvanometers relativ gemessen. Es war natürlich nicht möglich, an dem Galvanometer Ablesungen zu erhalten, welche den ganzen Bereich der Hörbarkeit im Telephon von 1 bis 5000 umfaßten, zumal da der Siliziumdetektor im Verhältnis zum Quadrate der Hochfrequenzstromstärke anspricht, während die Hörbarkeit des schwingenden Audions der ersten Potenz dieser Stromstärke proportional ist.[1]) Das Galvanometer konnte

gegen die Verwendbarkeit des Verfahrens mit kurzgeschlossenem Telephon für quantitative Messungen angeführt worden. Berechnet man ihre eigenen Beobachtungen unter Zugrundelegung eines wahrscheinlichen Wertes für den Widerstand ihres Telephons neu, so zeigen sie eine schöne lineare Beziehung zwischen dem Quadrate der Senderstromstärke und der Hörbarkeit nach deren oben gegebener Definition.

1) Journ. Wash. Acad. 6, 81, 1916.

während einer Versuchsreihe nicht kurzgeschlossen werden, weil es sich herausstellte, daß dadurch die Empfindlichkeit des Detektors beeinflußt wurde.

Der bei den Audiontelephonen benutzte Hörbarkeits-Nebenschlußwiderstand gehörte einer bereits beschriebenen Ausführungsform an.[1]) Sein Bereich erstreckt sich von der Hörbarkeit 1 bis zur Hörbarkeit 5000 in 34 durch einen einzigen Kontakthebel zu betätigenden Stufen. Der Widerstandskasten war so geeicht, daß er ohne weiteres die Hörbarkeit angab, wenn er im Verein mit Telephonen benutzt wurde, die für den Ton mit der betreffenden Schwingungszahl einen Effektivwiderstand von 5000 Ohm hatten. Die benutzten Telephone hatten einen Gleichstromwiderstand von 2040 Ohm und eine Stromempfindlichkeit von 5×10^{-10} Amp. bei 1000 Funken in der Sekunde.

Bei der Ausführung der Messungen wurde die Koppelung BC ungeändert belassen und währenddessen die Koppelung AB verändert; dabei wurden die entsprechenden Hörbarkeiten und die zugehörigen Galvanometerausschläge verzeichnet. Dann wurde die Koppelung BC verändert, und die Beobachtungen wurden für einen neuen Hörbarkeitsbereich wiederholt; dabei wurde dafür Sorge getragen, daß die Koppelung BC niemals eng genug wurde, um eine Beeinflussung des Detektors im Schwingungskreise B durch die lokalen Schwingungen im Audionkreise zu gestatten. Auf diese Weise wurde das Verhältnis der Stromstärke im Kreise B zu den Hörbarkeitsablesungen für verschiedene Meßbereiche des Hörbarkeitskastens bestimmt.

Die Tabelle I läßt die Proportionalität zwischen der Hörbarkeit und der empfangenen Stromstärke für fünf Bereiche erkennen; hierbei ist die Stromstärke proportional der Quadratwurzel aus den Ausschlägen des Detektorgalvanometers im Kreise B. Die sich zeigenden Abweichungen liegen durchaus innerhalb der Versuchsfehlergrenzen.

Tabelle I.

Hörbarkeitsbereich	Verhältnis der Stromstärke / Verhältnis der Hörbarkeit	Anzahl der Beobachtungsreihen
1— 2	0.95	6
1— 10	0.93	6
10— 100	0.94	5
100—2000	1.05	7
250—5000	1.03	16

1) Journ. Wash. Acad. 3, 133, 1913.

Die Tabelle II gibt die Beobachtungen für eine zwischen den Hörbarkeiten 3 und 80 angestellte Beobachtungsreihe im einzelnen wieder. Aus diesen Beobachtungen können wir folgern, daß unter den gegebenen Versuchsbedingungen das Verfahren des kurzgeschlossenen Telephons Ergebnisse liefert, die innerhalb der Versuchsfehlergrenzen richtig sind.

Tabelle II.

Hörbarkeitsverhältnis	Stromstärkeverhältnis	Stromsstärkeverhältnis / Hörbarkeitsverhältnis
$\frac{12}{3}$	$\frac{5.24}{1.14}$	1.15
$\frac{20}{3}$	$\frac{7.78}{1.14}$	1.02
$\frac{50}{3}$	$\frac{19.24}{1.14}$	1.01
$\frac{80}{3}$	$\frac{28.8}{1.14}$	0.95
$\frac{20}{12}$	$\frac{7.78}{5.24}$	0.89
$\frac{50}{12}$	$\frac{19.24}{5.24}$	0.89
$\frac{80}{12}$	$\frac{28.8}{5.24}$	0.85
$\frac{50}{20}$	$\frac{19.24}{7.78}$	0.99
$\frac{80}{20}$	$\frac{28.8}{7.78}$	0.93
$\frac{80}{50}$	$\frac{28.8}{19.24}$	0.93

Das vorstehend geschilderte direkte Eichverfahren ist besser als das übliche, das eine Bestimmung der Impedanz der Telephone in sich schließt. Diese Impedanz ist bei den sehr geringen Stromstärken, wie sie beim tatsächlichen Empfang auftreten, schwer zu bestimmen, und außerdem begegnet dieses Verfahren den Unsicherheiten, welche von Änderungen der gesamten Stromstoßstärke bei geschlossenem Nebenschluß herrühren.

Absolute Empfindlichkeit des schwingenden Audions.

Das Verhältnis zwischen der Hörbarkeit im schwingenden Audion und jener im Audion alter Bauart für Summersignale ist häufig bestimmt worden und beträgt im Durchschnitt etwa 600, wenn man

die Hörbarkeit im Audion alter Bauart zu 1 ansetzt. Ähnliche Vergleichungen sind zwischen dem alten Audion und dem elektrolytischen Detektor mit freiem Draht angestellt worden, und zwar mit dem Ergebnis, daß die mittlere Empfindlichkeit des alten Audions sich als 1,7mal so groß wie jene des elektrolytischen Detektors herausgestellt hat. Die äußersten Abweichungen bei verschiedenen Röhren waren 1,5 und 1,8. Gelegentlich der Versuche in Brant Rock[1]) wurde eine sehr sorgfältige Bestimmung der Wattzahl im Empfangssystem angestellt, die erforderlich war, um in den damals in Verbindung mit dem elektrolytischen Detektor benutzten Telephonen ein für normale Ohren hörbares Signal hervorzubringen. Diese Zahl wurde zu 25×10^{-10} Watt bestimmt. Durch die Verbesserungen an den Telephonen ist sie auf $12{,}25 \times 10^{-10}$ Watt verringert worden. Auf Grund aller dieser Daten wurde geschätzt, daß die geringste zur Erzeugung eines Signals im schwingenden Audion fähige Energiemenge bei Verwendung von Telephonen mit 2000 Ohm Widerstand und einer Stromempfindlichkeit von 5×10^{-10} Amp. bei 1000 Perioden $1{,}2 \times 10^{-15}$ Watt beträgt. Auf Grund dieses Wertes wurde eine Zahlentafel berechnet[2]) unter der Annahme, daß das schwingende Audion im Telephon eine Änderung der Stromstärke hervorbringt, welche der Quadratwurzel aus der Zahl der empfangenen Watt proportional ist.[3])

Um über die Empfindlichkeit des Audions Sichereres zu erfahren, wurde die der Hörbarkeit Eins im schwingenden Audion entsprechende Energie im Empfangssystem neuerdings bestimmt. Das dabei angewandte Verfahren ist praktisch das bei den Versuchen zu Brant Rock benutzte. Der in Fig. 2 dargestellte Aufbau der Apparatur war mit geringen Abänderungen der in Fig. 1 wiedergegebene. Der Senderwellenmesser *A* wurde durch ein schwingendes Audion erregt, welches mehrere Watt zu liefern vermochte und dadurch die Anwendung loser Koppelung zwischen den Schwingungskreisen *A* und *B* möglich machte. Der Detektor des Schwingungskreises *B* wurde entfernt und ein empfindliches Vakuum-Thermoelement mit einem Widerstande von 28 Ohm unmittelbar in den Schwingungskreis eingeschaltet. Dieses Thermoelement lieferte in Verbindung mit dem angewandten Galvanometer einen Ausschlag von 1 mm für $40{,}4 \times 10^{-6}$ Amp. im Kreise *B*. In den Schwingungskreis *C* wurde ein doppelpoliger Umschalter eingeschaltet, so daß der eigentliche Empfängerkreis mit dem Audion

1) Bull. Bur. Stand. 7, 315, 1911; Reprint 159.
2) Proc. Inst. Radio Eng. 4, 255, 1916.
3) Journ. Wash. Acad. 6, 81, 1916.

oder mit einem Siliziumdetektor und einem Galvanometer verbunden werden konnte. Unter Verwendung des Siliziumdetektors im Kreise *C* bei einer solchen Einstellung der Koppelung *BC*, daß der größte Ausschlag im Galvanometer des Siliziumdetektors erhalten wurde, wurde eine Vergleichung zwischen den Ausschlägen des Thermoelementes im Kreise *B* und den Detektorausschlägen im Kreise *C* vorgenommen. Durch Interpolation war dann die Möglichkeit gegeben, das Detektorgalvanometer in *C* zur Messung der Radiofrequenzströme in *B* zu benutzen, selbst wenn sie klein genug waren, um das Ansprechen des schwingenden Audions in den Meßbereich des Hörbarkeitsmeßkastens zu bringen, wenn das Audion mit dem sekundären Empfangskreise *C* verbunden war.

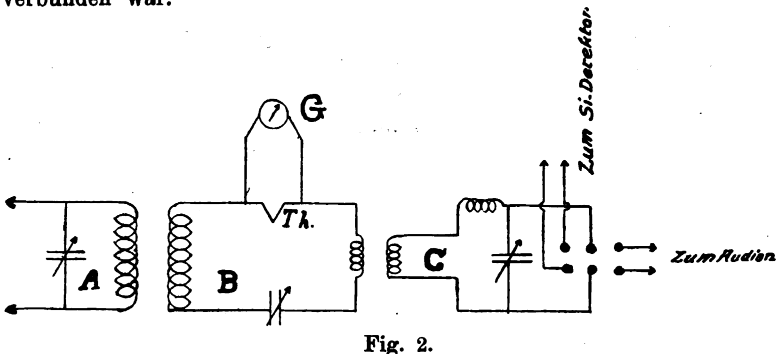


Fig. 2.

Die Empfindlichkeit des Audions ist sehr stark von der Einstellung seiner Schwingungskreise abhängig. Es ist daher notwendig, ein bestimmtes Verfahren für die Vornahme dieser Einstellung zu wählen. Das nachstehend geschilderte Verfahren liefert zwar nicht die größte Empfindlichkeit, scheint indessen die am leichtesten reproduzierbaren Ablesungen zu ergeben: Der Luftleiter und der geschlossene Schwingungskreis werden zunächst bei sehr loser Koppelung auf die besten Signale abgestimmt durch Einstellung des Nebenschlußkondensators, des Gitterkondensators und Verstärkung der etwa vorhandenen Koppelung. Dann wird die Hauptkoppelung allmählich bis zur günstigsten Stellung gelockert und der Sekundärkreis für die gewünschte Tonhöhe etwas nachreguliert, wobei man den Luftleiter unverändert läßt.[1])

---

1) Um falsche Ablesungen zu vermeiden, muß man, wenn die Signalstärke die Hörbarkeit 100 überschreitet, eine Seite der Beobachtungstelephone durch eine passende Drosselspule (ein Paar Telephone von 2000 Ohm) erden, um die von der Kapazität des Körpers des Beobachters ausgehenden Wirkungen zu vermeiden. Um das Aussetzen der Schwingungen zu verhindern,

Die Hörbarkeitsmessungen wurden nach dem bereits erwähnten Verfahren mit Prüfzeichen ausgeführt. Es gelangten bei den Messungen drei Wellenlängen zur Verwendung, nämlich 3000 m, 6000 m und 10000 m. Die Selbstinduktion im Sekundärkreise C betrug für 3000 m nahezu 12 mH. Bei 6000 m wurden Beobachtungen mit einer Selbstinduktion von 12 mH, sowie gleichfalls mit einer solchen von 35 mH angestellt. Bei 10000 m wurden 36 mH benutzt.

In Tabelle III sind die ausführlichen Angaben über eine Beobachtungsreihe bei 3000 m aufgeführt. Hier ist D der Ausschlag des Detektorgalvanometers, I die Stromstärke im Kreise B, W die Wattzahl im Kreise B, A die entsprechende Hörbarkeit im Audion und W_0 die Wattzahl für die Hörbarkeit Eins oder W/A^2. Der Gesamtwiderstand R in dieser Tabelle ist der Widerstand des Kreises B, vermehrt um den Widerstand, der von der Koppelung des Kreises C mit angehängtem Siliziumdetektor herrührt. Diese Summe beläuft sich auf das 1,7fache des Widerstandes des Kreises B allein.

Tabelle III.

γ = 3000 m R = 65 Ohm L_c = 12 mH.

1 mm Ausschlag im Siliziumdetektorgalvanometer = 6,2—10^{-6} Amp. im Kreise B.

D mm	$\sqrt{D}$	I 10^{-6} Amp.	W 10^{-10} Watt	A	W_0 10^{-15} Watt
2,3	1,52	6,4	57,2	2500	0,92
4,0	2,00	12,4	100,1	3000	1,11
2,0	1,41	8,7	50,1	2000	1,25
2,2	1,48	9,2	55,2	2300	1,02
4,0	2,00	12,4	100,1	3000	1,11
				Mittel:	1,09

In Tabelle IV sind die Mittelwerte der für die Hörbarkeit Eins bei den angegebenen Wellenlängen erforderlichen Energie angeführt.

Tabelle IV.

γ Meter	L_e mH	W_0 10^{-15} Watt
3000	12	1,09
6000	12	1,72
6000	36	1,55
10000	36	1,51
	Mittel:	1,45

---

kann man einen hohen Widerstand (100000 Ohm oder darüber) parallel zum Gitterkondensator schalten, oder man kann das Gitter durch einen Kondensator von einigen wenigen Zehntausendsteln eines Mikrofarads erden.

Da die Wattzahl dem Quadrate der Hörbarkeit proportional ist, und da die Hörbarkeit unter den beobachteten Größen die bei weitem ungenaueste ist, so ist die Genauigkeit des Wertes für die Wattzahl bei der Hörbarkeit Eins nicht sehr hoch. Nehmen wir den Fehler im Mittelwerte für die Hörbarkeit zu 20 v. H. an, — ein Betrag, der unter den tatsächlichen Versuchsbedingungen sicherlich groß genug ist —, so würde der Fehler für die Wattzahl bei der Hörbarkeit Eins 40 v. H. betragen. Wir können dann den wahrscheinlichen Mindestwert dieser Größe für unsere Telephone und unsere Beobachter roh zu 1×10^{-15} Watt und den Höchstwert zu 2×10^{-15} Watt annehmen. Der durch Vergleichung zwischen schwingendem und nicht schwingendem Audion gefundene Wert von $1{,}2 \times 10^{-15}$ Watt liegt innerhalb dieser Grenzen. Die seitens der auftretenden Wellen am Luftleiter erzeugte EMK. und der empfangene Luftleiterstrom, die vom theoretischen Gesichtspunkte aus die wichtigsten Größen sind, die sich aus den Beobachtungen beim Arbeiten über große Entfernungen ableiten lassen, haben denselben Fehler wie die Hörbarkeitsablesungen.

Zusammenfassung.

Nach einer Betrachtung über das Verfahren und die Genauigkeit bei der Hörbarkeitsmessung mittels des kurzgeschlossenen Telephons gibt der Verfasser eine Anordnung zur Eichung eines gewöhnlichen Hörbarkeitsmeßkastens für den Fall an, daß dieser in Verbindung mit einem schwingenden Audion benutzt wird. Es stellt sich heraus, daß das Verfahren, gerade wie bei anderen Detektoren, genauer als auf 20 v. H. ist.

Die absolute Empfindlichkeit des schwingenden Audions ergibt sich für ein eben hörbares Signal zu $1{,}2 \times 10^{-15}$ Watt. Diese Empfindlichkeit ist mehr als 10^6mal so groß wie die des elektrolytischen Detektors und 7×10^5mal so groß wie jene des normalen Audions für Summersignale.

Die Einzelheiten der Messungen und die erforderlichen Vorsichtsmaßregeln werden ausführlich geschildert.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 31. Jan. 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistr. 31.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

In diesem und in den folgenden Heften des Jahrbuchs soll über den Inhalt einer Reihe von Patentschriften berichtet werden, die sich auf Kathodenstrahlröhren beziehen. Gerade auf diesem Gebiete ist die Zahl der in der letzten Zeit erschienenen ausländischen Patentschriften ziemlich groß. Zunächst werden besondere konstruktive Ausgestaltungen dieser Apparate behandelt werden, einschließlich der bei ihrer Herstellung anzuwendenden Verfahren und Kunstgriffe. Sodann soll auf die Schaltungen dieser Röhren für die verschiedenen Verwendungszwecke (Hochfrequenz-, bezw. Niederfrequenzverstärkung einerseits und Gleichrichter-, bezw. Detektorwirkung andererseits) eingegangen werden, und endlich sollen auch solche Patentschriften behandelt werden, die sich auf die Verwendung solcher Kathodenstrahlröhren als Relais im allgemeinen und zur Beeinflussung der Stärke von Hochfrequenzschwingungen zwecks Übermittlung von Zeichen und Tönen für die Zwecke der drahtlosen Telephonie im besonderen richten.

Die General Electric Company in Amerika gibt in der britischen Patentschrift 15788 vom Jahre 1914 eine Beschreibung einiger Hauptkonstruktionen von Dreielektrodenröhren, die in der Hauptsache von Irving Langmuir herrühren. Das wesentlichste Merkmal dieser Röhren besteht darin, daß sie fast vollkommen gasfrei sind, der Gasdruck beträgt nur noch einige Hundertstel Mikron Quecksilbersäule, und infolge dieses außerordentlich hohen Vakuums findet die Stromleitung in der Röhre fast ausschließlich durch die Elektronen statt, denn es sind zu wenig Gasreste vorhanden, um eine genügende Zahl von positiven Ionen durch Stoßionisation zu erzeugen. Infolgedessen fehlt bei diesen Röhren jedes blaue Glühlicht und jede Glasfluorescenz selbst bei sehr hohen Spannungen. Außerdem findet keinerlei Bombardement der Kathode durch die Masse positiver Ionen statt und daher ist auch die Zerstäubung der Kathode fast vollkommen vermieden. Die Wirkung der Röhre ist infolgedessen viel regelmäßiger und leichter dauernd zu erhalten als bei Röhren, die noch Reste von Gasen enthalten. Das Hauptziel beim Entlüftungsverfahren dieser hochgradig evakuierten Röhren besteht. wie bei der Entlüftung der bekannten Coolidge X-Strahlenröhren, in dem Austreiben der von den Elektroden occludierten Gase. Während des Evakuierens wird das Glas so hoch erhitzt, wie es ohne Weichwerden der Glaswandung

möglich ist, und die besten und bewährtesten Kunstgriffe, die beim Evakuieren von elektrischen Glühlampen im Gebrauch sind, werden sinngemäß angewendet. Dann wird, während die Röhre noch heiß ist, eine Gaedesche Molekularpumpe angewendet, um die übriggebliebenen Dämpfe und Gase zu entfernen; oder es werden bekannte chemische Mittel zum Evakuieren, wie z. B. die elektrische Verdampfung von Calcium oder Magnesium angewendet. Entweder vor oder auch noch während des Evakuierens wird die Anode erhitzt, besonders, wenn die Elektroden der fertigen Röhre während des normalen Betriebes bei hohen Temperaturen arbeiten sollen, und zwar wird zu diesem Zwecke die Temperatur der Anoden auf helle Weißglut gesteigert. Wenn die Entlüftung weit vorgeschritten ist, wird eine geeignete Spannung

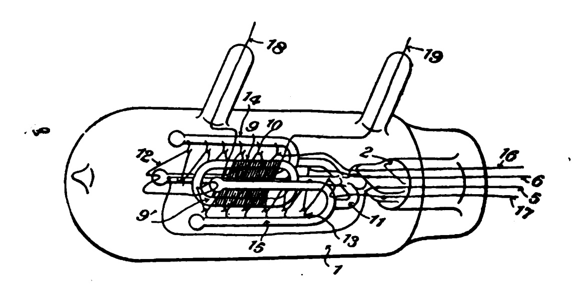


Fig. 1.

zwischen zwei der Elektroden angelegt, um so die Metalle der Elektroden dem Elektronenbombardement auszusetzen. Man muß dabei Vorsorge treffen, daß das blaue Glühlicht nicht auftritt, da sonst eine Zerstäubung und ein Zerfall der Kathode entstehen würde. Während die Luftpumpe beständig in Betrieb gehalten wird, wird dann die an die Elektrode gelegte Spannung schrittweise erhöht, bis eine Spannung erreicht ist, die höher ist als die, bei der die Röhre im Betriebe arbeiten soll. Ist die Röhre für stärkere Ströme bestimmt, so soll das Bombardement kräftig genug sein, um die Elektrode zu erhitzen. Metallelektroden, die so behandelt wurden, können dann der Luft unter gewöhnlichem Atmosphärendruck ausgetzt und z. B. aus der Röhre herausgenommen und in andere Röhren eingesetzt werden, ohne daß sie dabei Gase wieder absorbieren. Fig. 1 zeigt eine solche Röhre, die als Verstärker wirken soll. Die Glühkathode 3, die in Fig. 2 besonders dargestellt ist, wird durch eine Feder 7 straff gespannt gehalten, die beim Erhitzen sich senkt. Die Steuerelektrode 10 besitzt

die Gestalt eines Gitters aus feinem Draht, der auf den Glas- oder Quarzrahmen 99′, der die Kathode trägt, aufgewunden ist. Die Anode 12 bildet ein zickzackförmig über Haken 13 gespannter Draht. Sowohl die Anode als auch das Gitter bestehen aus Tantal oder anderem Metall mit außerordentlich hohem Schmelzpunkt. Die Anode besitzt zwei Zuführungsdrähte 16 und 17, und das Gitter hat ebenfalls zwei Zuleitungsdrähte 18 und 19, mit Hilfe deren sie während des Evakuierens zwecks Erhitzens mit Strom beschickt werden können. Je einer dieser Zuleitungsdrähte dient dann während des Betriebes der Röhre als Elektrodenzuführung.

Im Gegensatz zu dieser Ausführung der Röhre, die für die Zwecke der Hoch- oder Niederfrequenzverstärkung bestimmt war, sollten die Röhren, die als Detektor arbeiten sollen, bis zu einem bestimmten Grade Spuren von Gasen enthalten. Bei einem bestimmten Gas- oder Dampfdruck in der Röhre folgt dann die Stromveränderung im Verstärkungs- (Anoden-)kreis der Potentialveränderung im Gitterkreis sehr

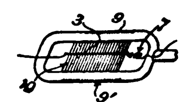


Fig. 2.

viel besser als im Falle der reinen Elektrodenentladung; bei einer bestimmten Spannung zwischen der Gitterelektrode und der Kathode dagegen und innerhalb eines engen Bereiches besteht eine Art von labilem Zustand derart, daß, wenn Hochfrequenzschwingungen dem Gitterkreis zugeführt werden, eine plötzliche Abnahme des Stromes im Verstärkungs- oder Anodenkreis stattfindet, wodurch eine sehr empfindliche Detektorwirkung erreicht wird. Um den hierzu notwendigen Gasdruck genau einstellen zu können, wird in die Röhre vor dem Zuschmelzen eine geringe Menge eines verdampfbaren Materials, z. B. eines Amalgams, oder Schwefel, oder Phosphorsäure-Anhydrid gebracht. Quecksilber selbst gibt zu hohe Gasdrucke. Wenn Amalgame angewendet werden, wird das zu amalgamierende Metall, z. B. Silber, vor dem Evakuieren in die Röhre gebracht und zugleich etwas Quecksilber in einen Seitenansatz der Röhre. Nach der Entlüftung kann der Quecksilberdampf sich durch die ganze Röhre verbreiten. Bei Zimmertemperatur sind dann ein bis zwei Tage erforderlich zur Amalgamierung. Der überschüssige Dampf wird in dem seitlichen Röhrenansatz durch eine Kältemischung kondensiert und die Röhre dann abgeschmolzen.

Eine so behandelte und hergestellte Röhre soll bei Zimmertemperatur eine vollkommen reine Elektronenentladung zwischen der Anode und der Kathode ohne jede Gasionisation aufweisen, selbst bei Anwendung von Spannungen bis zu 400 Volt.

Ebenfalls auf konstruktive Einzelheiten solcher thermionischen Verstärkeröhren (sogenannte Audions) bezieht sich die britische Patentschrift 1694 vom Jahre 1915 der Western Electric Company. Das Hauptkennzeichen dieser Röhren besteht in dem sehr engen Zusammenbau der Steuer- oder Gitterelektrode und der Glühkathode, wobei natürlich eine gegenseitige Berührung ausgeschlossen werden muß. Je näher aber diese beiden Elektroden einander sind, desto besser ist, wie festgestellt worden ist, die Verstärkungswirkung der Röhre. Die Praxis hat ergeben, daß ein dünner Überzug einer Substanz, wie z. B. Nickeloxyd, ausreichend ist, um die beiden Elek-

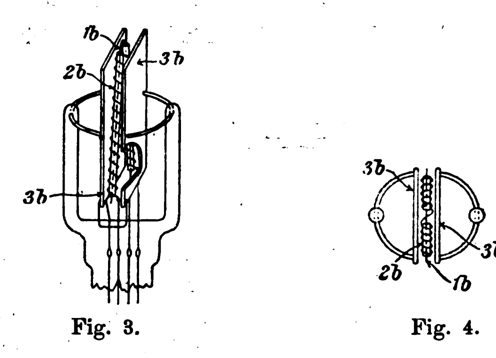


Fig. 3. Fig. 4.

troden genügend voneinander zu trennen. Ein anderer wichtiger Umstand besteht in der geeigneten Anordnung der Hauptanode in bezug auf die anderen beiden Elektroden, wobei diese Verhältnisse sich nach den näheren Umständen richten, unter denen die Röhre benutzt werden soll. Als Faustregel in dieser Beziehung gilt, daß, je weiter die Anode von der Kathode und der Gitterelektrode entfernt ist, wenn letztere sehr nahe beieinander angeordnet sind, desto höher die im Verstärkungsstromkreis erforderliche Spannung ist. Dies kann man sich aus der wohlbekannten Tatsache erklären, daß in einer Anordnung wie derjenigen der Audionröhre die Hauptwirkung der Steuerungs- oder Gitterelektrode elektrostatischer Natur ist. Besonders wichtig ist es auch, daß die Steuerungs- oder Gitterelektrode eine möglichst große Oberfläche besitzen soll. Wie dies im besonderen erreicht wird, zeigen die Figg. 3, 4, 5 und 6. Fig. 3 stellt eine schau-

bildliche Ansicht der Elektrodenanordnung dar und Fig. 4 einen Grundriß dazu. Die Steuerungselektrode besteht aus einem Draht 1b in Gestalt eines umgekehrten V, und auf dieser ist der Draht 2b aufgewunden, der beim Erhitzen die Elektronenentladung liefert. Die im Verstärkungsstromkreis liegenden Anoden werden durch die Platten 3b gebildet. Man sieht also, daß das Gitter des Audions hier durch einen V-förmig gestalteten Draht gebildet wird, der nicht in den Raum zwischen die Kathode und die Hauptanode hineinragt. Bei der Anordnung gemäß Fig. 5 ist die Steuerungselektrode 1e, die aus einer beliebigen Anzahl von Armen oder Zweigen bestehen kann, mit dem

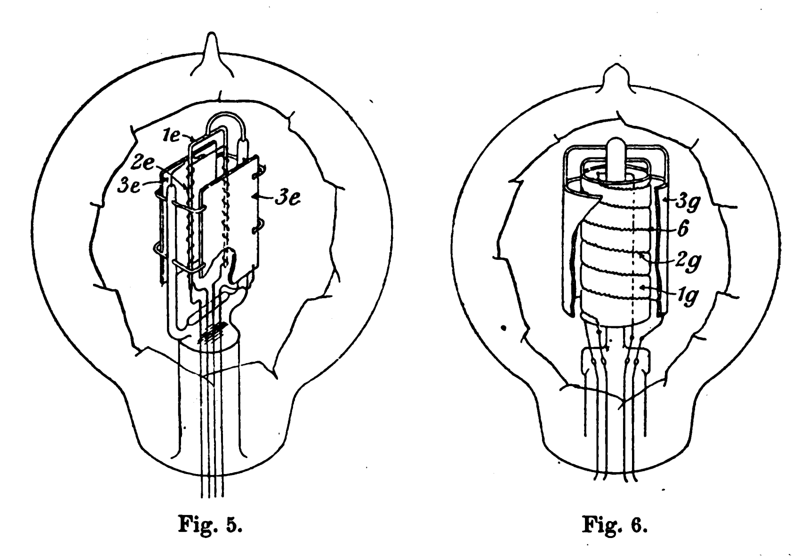


Fig. 5. Fig. 6.

Kathodendraht 2e umwunden, wobei die Isolation zwischen diesen beiden Elektroden, wie oben bereits erwähnt, für gewöhnlich Nickeloxyd ist. Dadurch, daß die Anodenplatte 3e nahe an den anderen Elektroden liegt, wird erreicht, daß trotz Anwendung nur niedrigerer Spannungen stärkere Ströme im Verstärkungsstromkreis auftreten. Fig. 6 zeigt eine abgeänderte Ausführung. Die Steuerungselektrode 1g ist ein Zylindermantel mit einer schraubenförmigen Nut, in welche die Drahtkathode 2g gewunden ist. Die Anode des Verstärkungsstromkreises 3g ist ein großer, konzentrischer Hohlzylinder. Fig. 7 endlich zeigt eine Weiterbildung dieser letztgenannten Röhrenform, die speziell zum Arbeiten mit größeren Stromstärken bestimmt ist. Diese Röhre besitzt eine im Innern der zylinderförmig ausgebildeten Vakuumröhre 8 an-

geordnete und durch beide zylinderförmig ausgebildeten Elektroden 1^h, 2^h, 3^h hindurchgehende Röhre 9. Durch den durch diese Röhre 9 gebildeten Kanal kann eine Kühlflüssigkeit hindurchgeleitet werden, oder die ganze Röhre kann auch in einen Behälter mit Kühlflüssigkeit eingetaucht werden, denn bei ausreichender Kühlung kann die Röhre stärker belastet werden.

Die in Fig. 6 dargestellte Röhrenform bildet auch den Gegenstand des amerikanischen Patentes 1130009, das auf den Namen A. Mc L. Nicolson erteilt worden ist, während die amerikanischen Patente 1130042 und 1130008, die auf den Namen H. J. van der Bijl und A. Mc L. Nicolson lauten, ähnliche Formen zeigen, wie die Figg. 3—5. Der Vollständigkeit halber seien die Figuren dieser

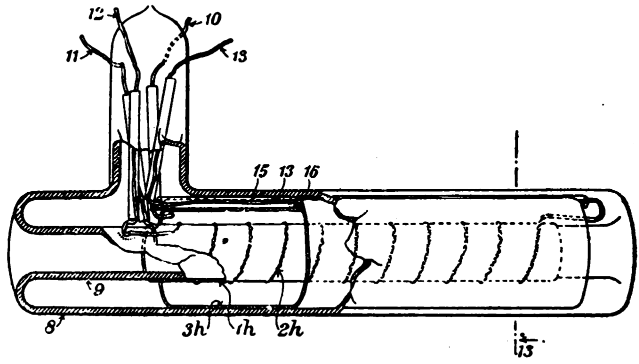


Fig. 7.

beiden zuletzt genannten amerikanischen Patentschriften hier reproduziert (Figg. 8, 9 u. 10). Eine weitere Form der Verstärkungsröhren zeigt Fig. 11 nach der amerikanischen Patenttchrift 1128280 von Harold De Forest Arnold in East Orange, New Jersey, V. St. A., wobei zugleich die Schaltung dargestellt ist, um die Röhre als Telephonrelais zur Verstärkung schwacher Telephonströme zu verwenden, die durch die in der Linienleitung liegende Primärspule 13 des Transformators 11 gesandt werden. Naturgemäß kann die Primärspule 13 aber auch in die Antenne drahtloser Empfangsstationen geschaltet, und so die Röhrenschaltung für Empfangszwecke der drahtlosen Telegraphie verwendet werden. Die Glühkathode besteht aus zwei Teilen 2 u. 2^a, zwischen denen die Anode 4 des Verstärkungsstromkreises angeordnet ist. Neben jeder Teilkathode 2 und 2^a befindet sich eine Steuerungselektrode (Gitter) 3 und 3^a. Letztere sind an die beiden Enden der

Sekundärspule 10 des Empfangstransformators 11 gelegt, während der negative Pol der Batterie 12 im Steuerungsstromkreis an den mittleren Punkt dieser Sekundärspule 20 gelegt ist. 6 ist die Heiz-

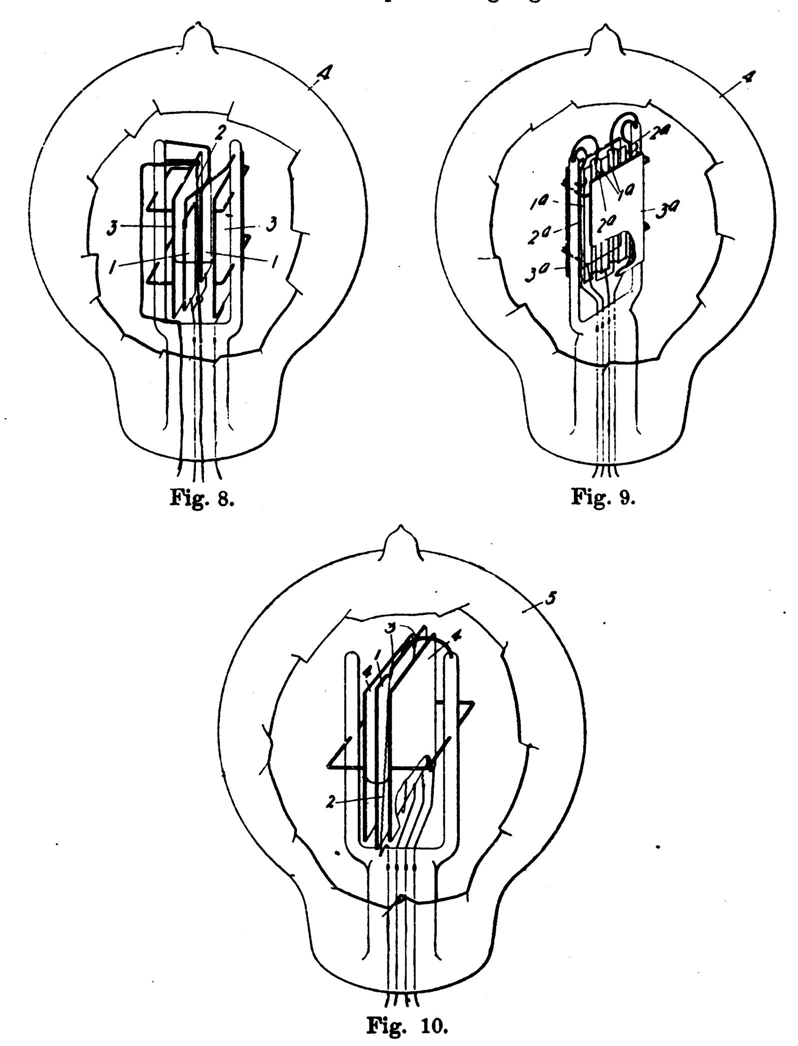


Fig. 8. Fig. 9.

Fig. 10.

batterie für die Glühkathoden und 5 ein Draht, der die beiden Teile der Glühkathode stromleitend verbindet. 7 ist eine Batterie im Verstärkungsstromkreis, und 9 ein Transformator mit Primär- (8) und

Sekundärwirkung (24) für den Telephonhörer 15. Die Wirkungsweise dieser Schaltung ist folgende: An den beiden Hälften der Glühkathode bestehen elektrostatische Felder, die gemeinsam durch die positive Elektrode 4 im Verstärkungsstromkreis und durch die negative Gitterelektrode 3 und 3^a gesteuert werden. Diese Elektroden haben Potentiale, die anfangs so eingestellt sind, daß nur ein schwacher Strom

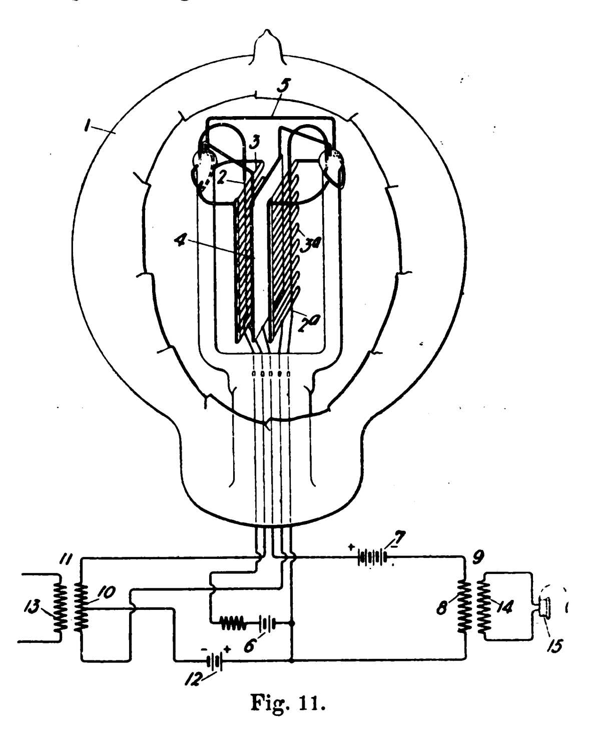


Fig. 11.

nach der Platte 4 fließt. Das negative Potential der Steuerungselektroden, die vorzugsweise sehr nahe neben den Kathodenzweigen und zwischen diesen und der Platte angeordnet sind, kann klein sein im Vergleich mit dem positiven Potential der Verstärkungselektrode, die von den Kathodenzweigen weiter entfernt ist. Wenn nun das Potential irgendeiner Steuerungselektrode noch mehr negativ wird, kann der Strom von der Glühkathode zur Platte nur bis auf Null sinken, da die einseitige Leitfähigkeit der Röhre keinen Stromfluß in der entgegengesetzten Richtung zuläßt. Daher ist die Abnahme des Stromes im Verstärkungsstromkreis, welche durch diese Potentialänderung her-

vorgerufen wird, sehr klein. Wenn andererseits das negative Potential der Steuerungselektrode vermindert wird, so wächst der Strom im Verstärkungsstromkreis um einen beträchtlichen Wert. Trotzdem kann kein Strom außer dem sehr kleinen Betrag, der möglicherweise durch die elektrostatische Kapazität zwischen den Steuerungselektroden und der Glühkathode zugelassen wird, im Steuerungsstromkreis fließen, und daher wird auch keine Energie außer dem kleinen Verlust, der durch den Transformator 11 bedingt ist, aus dem Schwingungskreis, der die zu verstärkenden oder anzuzeigenden Schwingungen (Antennenkreis) führt, verbraucht zur Auslösung des Gleichstromes im Verstärkungsstromkreis.

Andere ebenfalls aus Amerika stammende Röhrenformen und Röhrenschaltungen beschreibt die Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft in Berlin in ihrer Deutschen Patentschrift 293539, für welche gemäß dem Unionsvertrag die Priorität auf Grund der Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika vom 29. Oktober 1913 beansprucht ist. Die Erfindung verfolgt ebenfalls den Zweck, die Wirkung der Raumladung bei Entladungsgefäßen, die ohne Gasionisation, bezw. ohne Gasleitung arbeiten, auf die Elektronenentladung zu verringern, die Wirkung negativ geladener Körper in der Nähe der Kathode abzuändern, die Entladestromstärke für eine gegebene Spannung zu vergrößern, Elektronen von verhältnismäßig gleichmäßiger Geschwindigkeit zu liefern und die Kathode selbst gegen mechanische Beschädigung, bezw. mechanische Spannungen infolge elektrostatischer Kräfte zu schützen.

Zu diesem Zwecke wird gemäß der Erfindung in der Nähe der Kathode ein weiterer leitender Körper vorgesehen und auf einem bestimmten positiven Potential gehalten. Dieser Leiter erhält vorzugsweise die Form eines die Kathode umfassenden Doppelgitters oder Doppelrostes und ist mit einer Spannungsquelle verbunden, die vorzugsweise eine niedrige Spannung liefert.

Fig. 12 zeigt eine dieser Ausführungsformen dieser Entladungsröhre. Daselbst ist ein Teil der das Entladungsgefäß bildenden einhüllenden Glocke 1 weggebrochen dargestellt, um das Innere zu zeigen. Die Kathode 2 besteht aus einem V-förmigen Faden, die Anoden 3 und 4 aus kleinen Scheiben. Die Kathode wird von einem Rahmen 5 umgeben, welcher passenderweise aus Glas bestehen kann, und auf welchen ein feiner Draht gewickelt ist, der ein Doppelgitter 6 bildet, welches mit seinem eng aneinanderliegenden Windungen die Kathode 2 umfaßt. Zwischen diesem Gitter und jeder der Anoden liegt je

eine Hilfselektrode 7, bezw. 8, die gleichfalls gitterförmig ausgebildet sind.

Die Kathode ist mit Stromzuführungsdrähten 9 und 10 verbunden, die ihrerseits mit Stromeinführungsdrähten 11 und 12 verbunden sind, die in der üblichen Weise in dem Fuß 13 der Glasglocke eingeschmolzen sind. Der Kathodenfaden wird durch eine an seiner Biegung

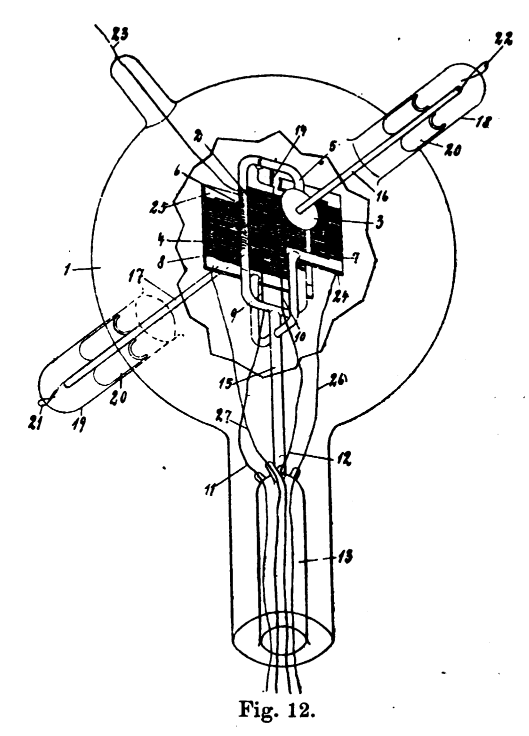


Fig. 12.

angreifende, im Rahmen 5 befestigte Feder 14 gespannt gehalten. Die Elektroden und die Gitterdrähte bestehen beispielsweise aus duktilem Wolfram. Die Kathode und die Gitter sitzen mittels Glasstäbchen auf einem Traggestell 15. Die Anodenstiele 16 und 17 bestehen aus Wolfram oder Molybdän und werden in rohrförmigen Ansätzen 18 und 19 der Glasglocke durch Federn 20, welche sich gegen die Wände der Ansätze legen, in ihrer Lage gehalten. Zu den Anoden wird in der üblichen Weise durch Einführungsdrähte 21 und 22 die stromleitende Verbindung hergestellt, zu dem die Kathode umgebenden Gitter 6 durch einen Stromeinführungsdraht 23. Die Gitter 7 und 8

sind vorzugsweise auf metallische Rahmen 24 und 25 gewickelt, die beispielsweise aus Chromeisen bestehen und die Windungen der Gitter kurzschließen. Durch die Leiter 26 und 27 wird eine stromleitende Verbindung zu den Rahmen, bezw. Gittern hergestellt.

In der Fig. 13 ist die gegenseitige Lage der Elektroden und Gitter mehr schematisch und dadurch deutlicher dargestellt. Wie diese Fig. 13 zeigt, wird die Kathode 2 durch eine Batterie 29 oder eine andere geeignete äußere Stromquelle zum Glühen gebracht. Das umgebende Gitter 6 ist an den positiven Pol einer Spannungsquelle,

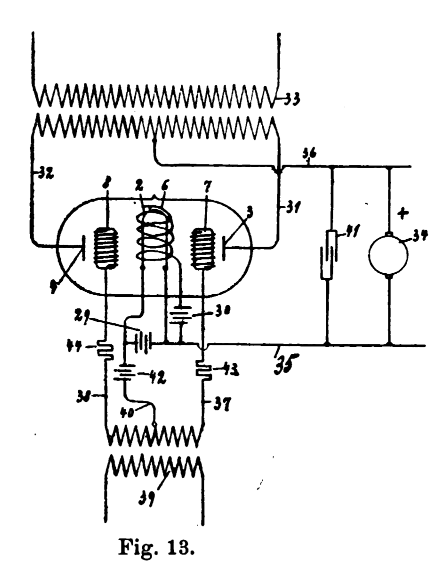


Fig. 13.

z. B. einer Batterie 30, angeschlossen, deren negativer Pol mit der Kathode verbunden ist. Das Entladungsgefäß wird soweit als möglich entlüftet, wobei die Elektroden von Gas befreit werden, indem das Gefäß bereits an der Pumpe in Betrieb genommen wird, und zwar zunächst mit einer Spannung unterhalb desjenigen Wertes, bei welchem eine schädliche, an dem blauen Glimmlicht erkennbare Gasionisierung eintritt; in dem Maße, wie aus der Anode durch das Elektrodenbombardement Gas ausgetrieben wird, wird die angelegte Spannung fortschreitend gesteigert und gleichzeitig das frei gewordene Gas fortlaufend durch die Pumpe abgeführt. Die angelegte Spannung soll schließlich vor dem Abschmelzen gewöhnlich so hoch gesteigert werden, daß sie die normale Betriebspannung übertrifft. Das Vakuum, dessen Grad

von der Art und Anwendung des Entladungsgefäßes abhängt, soll im allgemeinen so niedrig sein, daß es nur einige hunderttausendstel Millimeter Quecksilber oder noch weniger beträgt.

Die in Fig. 13 dargestellte Anordnung eignet sich im besonderen zu der Umwandlung von Gleichstrom in Wechselstrom, bezw. zur Gewinnung von Wechselstrom aus einer Gleichstromquelle. Zu diesem Zwecke sind die Anoden 3 und 4 durch Leiter 31 und 32 mit der Primärwicklung eines Transformators 33 verbunden. Die Gleichstromquelle ist mit 34 bezeichnet und besteht beispielsweise aus einem Gleichstromerzeuger oder aus einer Batterie, deren negativer Pol durch einen Leiter 35 mit der Kathode 2, und deren positiver Pol durch den Leiter 36 mit einem mittleren Punkt der Primärwicklung des Transformators 33 verbunden ist. Die Gitter 7 und 8 sind durch die Leiter 37 und 38 mit einer Wechselstromquelle 39 verbunden, die diejenige Frequenz besitzt, die man dem zu erzeugenden Wechselstrom zu geben wünscht. Diese Wechselstromquelle kann beispielsweise, wie gezeichnet, aus einem Transformator 39 bestehen. Die Kathode 2 ist durch einen Leiter 40 mit einem mittleren Punkt der Sekundärwicklung dieses Transformators 39 verbunden.

Die Wirkungsweise der beschriebenen Anordnung ist folgende: Wenn die Kathode 2 zum Glühen gebracht wird, sendet sie Elektronen aus, welche unter dem Einfluß der aufgedrückten elektromotorischen Kraft zu einer positiven Elektrode wandern. Wenn sich nun aber zwischen der Kathode und einer Anode, zwischen welchen die Elektronen wandern, ein negativ geladener Leiter befindet, werden die Elektronen nach Maßgabe der Größe der negativen Ladung zurückgetrieben, und es wird hierdurch der Entladungsstrom herabgesetzt oder unterbrochen. Befindet sich andererseits zwischen der Kathode und einer Anode ein positiv geladener Körper, so wird die Entladung unterstützt und der Strom verstärkt. Einige der Elektronen gehen zu dem positiv geladenen Körper; wenn dieser jedoch eine verhältnismäßig kleine, dem Elektronenstrom entgegenstehende Oberfläche besitzt, was der Fall ist, wenn ein feiner Draht als Gitter, bezw. als sonstiger leitender Körper dient, so wird hierdurch nur wenig Energie absorbiert. Es kann beispielsweise ein Wolframdraht mit einem Durchmesser von 0,01 bis 0,025 mm und einem Windungsabstand von $^1/_4$ mm benutzt werden. Wenn die zwischen Kathode und Anode aufgedrückte Spannung hoch ist, kann der Energieverlust durch Absorption der Elektronen durch ein derartiges, eine verhältnismäßig niedrige positive Ladung besitzendes Gitter vernachlässigt werden.

Da die Gitter 7 und 8 durch die Wechselstromquelle 39 abwechselnd negativ und positiv gemacht werden, geht der Entladungsstrom abwechselnd zu den Anoden 3 und 4 und erzeugt so einen Wechselstrom in der Primärwicklung des Transformators 33. Erforderlichenfalls kann ein Kondensator 41 parallel zur Gleichstromquelle 34 vorgesehen werden, um Stromschwankungen aufzunehmen, die induktive Wirkung des Transformators aufzuheben und einen schnelleren Anstieg und schnelleres Fallen des Stromes zu bewirken. In jedem Augenblick ist entweder das Gitter 7 oder das Gitter 8 positiv geladen und sucht infolge seiner Nähe zur Kathode den Elektronenstrom herabzudrücken. Wenn jedoch in der Nähe des Kathodenfadens durch das Gitter 6 ein positives Feld erzeugt wird, schirmt dieses Gitter die Kathode gegen das negative Feld der anderen Gitter und unterstützt den Elektronenstrom. Die Elektronen werden durch die Kathode mit veränderlicher Geschwindigkeit ausgesendet; da sie jedoch alle dem nämlichen statischen Feld ausgesetzt sind, wird ihre Geschwindigkeit gleichförmiger, und die Geschwindigkeitunterschiede stellen nur noch einen verhältnismäßig kleinen Bruchteil der mittleren Geschwindigkeit dar. Da das positive Feld in der Nähe der Kathode der strombegrenzenden Wirkung der Raumladung entgegenwirkt, kann der Abstand zwischen der Kathode und den Anoden ohne Verlust am Wirkungsgrad vergrößert werden. Infolge der Absorption von Elektronen durch das positiv geladene Gitter 6 geht etwas Energie verloren; da jedoch die Oberfläche des Gitters klein ist und auch seine positive Spannung im Verhältnis zu der zwischen Kathode und den Anoden aufgedrückten Spannung verhältnismäßig klein gewählt werden kann, bildet dieser Verlust nur einen verhältnismäßig kleinen Bruchteil der Gesamtenergie.

Es ist wünschenswert, daß die Spannung desjenigen der beiden Gitter 7 und 8, welches jeweilig negativ wird, sehr rasch absinkt, um den Elektronenstrom zur zugehörigen Anode vollständig zu unterbrechen. Dies kann durch Anwendung einer Wechselstromquelle 39 von hoher Spannung bewirkt werden; hierdurch würde jedoch auch die gleichzeitige positive Ladung des Gegengitters vergrößert. Hohe Spannung eines Gitters vermehrt jedoch die Energieabsorption durch dieses Gitter. Durch Einfügung einer Batterie 42 in die die Kathode mit dem mittleren Punkt der Stromquelle 39 verbindende Leitung 40, und zwar derart, daß der negative Pol dieser Stromquelle mit dem Transformator verbunden ist, kann die Spannung des negativ geladenen Gitters vermehrt, diejenige des positiv geladenen Gitters verringert

werden, vorausgesetzt selbstverständlich, daß die Spannung dieser Stromquelle 42 nicht diejenige der Wechselstromquelle 39 übertrifft. Erforderlichenfalls können noch Widerstände 43 und 44 in die Leitungen 37 und 38, die von der Wechselstromquelle 39 zu den Gittern 7 und 8 führen, oder ein einziger Widerstand in die Leitung 40 eingeschaltet werden, wodurch der Strom in dieser Leitung ohne Herabsetzung der Spannung verringert werden kann. Manchmal machen solche Widerstände die Einfügung der Stromquelle 42 überflüssig.

Bei der in Fig. 14 dargestellten Anordnung dient das Elektronenentladungsgefäß zur Gleichrichtung von Wechselströmen, die von der Sekundärwicklung eines Transformators 45 geliefert werden, dessen äußere Klemmen mit den Anoden 3 und 4 durch die Leiter 46, bezw.

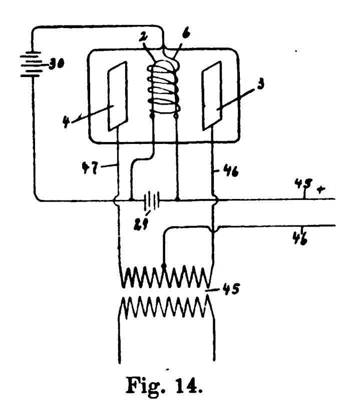


Fig. 14.

47 verbunden sind. Der positive +-Leiter 45 des Gleichstromverbrauchskreises ist mit der Kathode 2 und der negative —-Leiter 46 mit einem mittleren Punkt der Sekundärwicklung des Transformators 45 verbunden. Die Elektroden 3 und 4 werden abwechselnd positiv und negativ, wobei Strom von der Kathode zur jeweilig positiven Elektrode fließt. Auch hier würde die jeweilig negative Elektrode den Strom, der von der Kathode zur anderen, positiven Elektrode geht, herabzudrücken suchen. Diese Wirkung wird durch das positiv geladene Gitter 6 verhütet. Bei einem Gleichrichter mit einer Mehrheit von als Anoden arbeitenden Elektroden ist die Stromverminderung durch die jeweilig negativen Elektroden besonders ausgeprägt, da der Spannungsabfall im Gleichstrombelastungsstromkreis das Potential der stromführenden positiven Elektrode herabdrückt. Da zu einer negativen Elektrode kein Strom fließt, so hat eine solche das volle Potential der

Stromquelle. Aus diesem Grunde könnte eine gefährliche einseitige mechanische Beanspruchung der in einem unsymmetrischen Feld liegenden Kathode eintreten, wenn nicht das positiv geladene Gitter vorhanden wäre, welches die Kathode dagegen schützt. Der positiv geladene Leiter muß nicht notwendig die Form eines Gitters haben. Die Fig. 15 veranschaulicht in etwas schematischer Form eine Gleichrichtervorrichtung, bei welcher eine Platte 50 zwischen einer Elektronen aussendenden Kathode 48 und einer Anode 49 angeordnet ist. Die Kathode wird wieder durch eine Batterie 29 zum Glühen gebracht. Als Wechselstromquelle dient wieder ein Transformator 45,

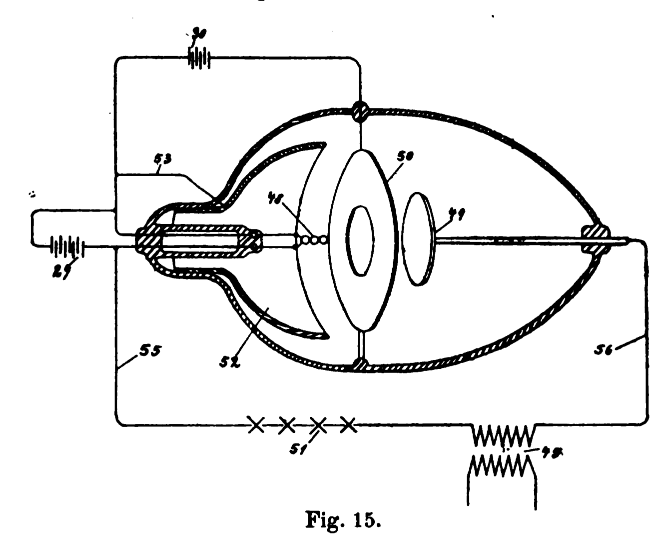


Fig. 15.

welcher in Reihenschaltung mit dem Gleichstromverbrauchskreis 51 zwischen die Elektroden 48 und 49 geschaltet ist. Die Kathode wird von einer gekrümmten Platte 52 umgeben, auf welcher eine negative Ladung aufrecht erhalten wird, am einfachsten, indem sie mit der Kathode durch einen Leiter 53 verbunden ist. Diese hohlspiegelartige Platte beeinflußt das elektrostatische Feld derart, daß die Elektronen zu einem ziemlich scharf abgegrenzten Strom vereinigt werden, welcher durch eine Öffnung in der Platte 50 zur Anode geht. Dadurch, daß auf der Platte 50 beispielsweise durch die Batterie 30 eine positive Ladung aufrechterhalten wird, wird der Übergang der Elektronen von der Kathode zur Anode unterstützt. Die Spannung der Batterie 30 und daher die Ladung der Platte 50 braucht nur einen Bruchteil der

Spannung zwischen der Kathode und Anode zu sein. Die Elektronen werden wohl zur Platte 50 hingezogen, gehen aber größtenteils durch deren Öffnung, da diese den mittleren Punkt der statischen Anziehung bildet. Der Energieverlust durch Absorption von Elektronen durch die Platte 50 ist daher verhältnismäßig gering und wird durch die Vergrößerung des Entladungsstromes mehr als wettgemacht. Wenn beide Halbwellen des Wechselstromes ausgenützt werden sollen, werden zwei Apparate der dargestellten Art vorgesehen. Diese Art der Entladungsröhre eignet sich auch, wie in Fig. 16 dargestellt, zur Verstärkung schwacher veränderlicher Ströme, z. B. wellentelegraphischer oder wellentelephonischer Zeichen. Das Entladungsgefäß 1 ist mit einer Orts-

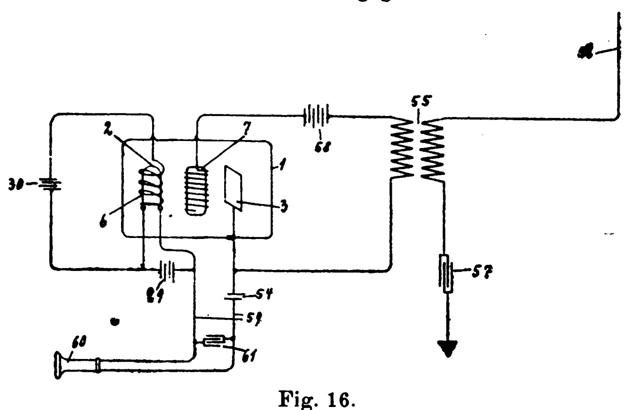


Fig. 16.

stromquelle, z. B. einer Batterie 54, welche von sehr niedriger Spannung sein kann und zwischen die Kathode 2 und die Anode 3 geschaltet ist, verbunden. Das Gitter 7 und die Anode 3 sind mit der Sekundärwicklung eines Transformators 55 verbunden, dessen Primärwicklung in den Antennenkreis geschaltet ist, der, wie üblich, eine Luftantenne 56 und einen geerdeten Kondensator 57 umfaßt. Durch eine Batterie 58 kann das Gitter 7 auf einem bestimmten Potential gehalten werden. Die Kathode ist von einem Gitter 6 umgeben, welches durch eine Batterie 30 gegenüber der Kathode auf einem bestimmten positiven Potential gehalten werden kann. Wenn die Kathode durch die Batterie 29 erhitzt wird, sucht Strom von ihr zur Anode zu fließen, dieser Stromfluß wird aber verhindert oder weit herabgesetzt, wenn das Feld des Gitters 7 negativ ist. Da die Elektronen von der Kathode 2 durch das vom Gitter 7 erzeugte positive Feld weggezogen werden, kann im Anodenkreis eine sehr geringe

Spannung angewendet werden. Tatsächlich genügt für die Batterie 54 manchmal eine einzige Zelle. Das negative Potential an dem Gitter 7 kann andererseits verhältnismäßig hoch gemacht werden. Die Stromschwankungen im Elektrodenkreis 59, die durch die dem Gitterkreis aufgedrückten, von den ankommenden Zeichen herrührenden Impulse hervorgerufen werden, sind verhältnismäßig groß. Die Zeichen können in einem Telephon 60 aufgenommen werden, welches mit einem Kondensator 61 parallel geschaltet ist. Die Empfindlichkeit dieser An-

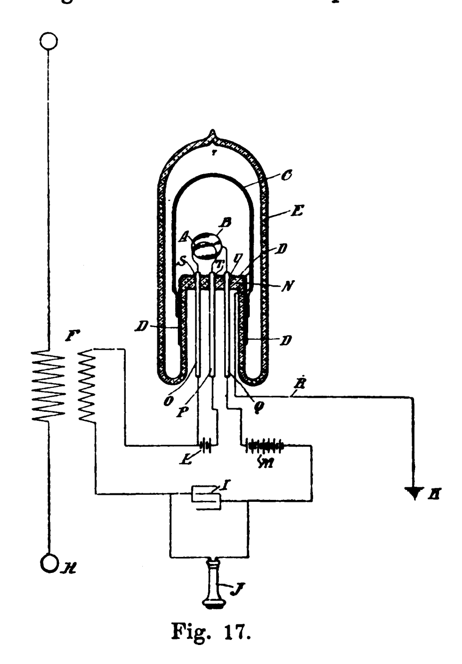


Fig. 17.

ordnung ist besonders groß, da die Elektronen das Gitter 6 mit im wesentlichen gleichförmiger Geschwindigkeit verlassen und daher sämtlich in gleichem Maße durch die Schwankungen in der negativen Ladung des Gitters 7 beeinflußt werden.

Ferner sei erwähnt die amerikanische Patentschrift 1128817 von Greenleaf Whittier Pickard in Amesbury Mass., V. St. A. Er beschreibt zwei Röhrenformen. Fig. 17 zeigt die eine derselben und zugleich die für drahtlose Empfangszwecke bestimmte Schaltung. Pickard behauptet, daß alle bisher bekannten Ausführungsformen an Kathodenstrahlröhren für Detektor- und Hochfrequenz- bez. Nieder-

frequenzverstärkung vermöge ihrer Bauart einen schwerwiegenden Mangel besäßen, nämlich den, daß sie zeitweise ihre Empfindlichkeit verlören und in Gegenwart elektrostatischer Störungen unwirksam würden, die täglich zu beobachten wären und besonders in den Tropen häufig aufträten. Nach ihm rührt diese schädliche Wirkung her von einer Anhäufung elektrischer Ladungen an der Innenwand der Glasröhre, und der Zweck seiner Röhrenausbildung ist, diese Übelstände zu vermeiden. Gemäß Fig. 17 sind die Glühkathode *A* und die Steuerungselektrode oder Plattenelektrode *B* in der gewöhnlichen Weise mit geeigneten Zuführungsdrähten *O*, *P* und *Q* verbunden und in die Glasröhre *E* eingeschmolzen. Die Oberfläche des Glasstiels *N* der Glasröhre *E*, in der die oberen Enden der Zuführungsdrähte *O*, *P* und

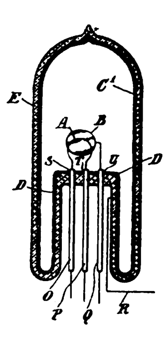


Fig. 18.

Q eingeschmolzen sind, ist, wie aus Fig. 17 zu ersehen, mit einem leitenden Belag *D* versehen, der aus einem Niederschlag von Silber oder eines anderen Metalls bestehen kann. Dieser Niederschlag oder Belag ist zusammenhängend bis auf drei kreisförmige Einschnitte *S*, *T* und *U*, die die Zuführungsleitungen unmittelbar umgeben, so daß sie durch den Metallbelag *D* nicht kurzgeschlossen werden. Es ist jedoch wichtig, daß an diesen Stellen kein wesentlicher Teil der Glaswandung freiliegt, da dies eine dielektrische Oberfläche bilden würde, woselbst sich dann elektrostatische Ladungen ansammeln könnten. Über dem Glasstiel *N* und vorzugsweise in gutem elektrischen Kontakt mit dem leitenden Belag *D* ist eine leitende Kammer oder Haube *C*, vorzugsweise aus Aluminium, angeordnet. Diese leitende Haube sollte vorzugsweise den Glasstiel *N* so dicht umgeben, daß die Verbindung zwischen beiden fast ganz, jedoch nicht völlig hermetisch geschlossen ist; indessen ist dies nicht so wichtig, wenn eine luftdichte Glas-

röhre E verwendet wird. Die Haube C und der Belag D bilden eine leitende Schicht, die die Elektrode A und B einhüllen und bewirken, daß alle negativen Ionen, die bei der Entladung von der heißen zur kalten Elektrode freiwerden, aufgenommen werden. Eine Leitung R führt von der Haube C und dem Belag D zur Erde K oder zu einer anderen Ableitung. Eine Haube E aus Glas oder anderem luftdichten Material kann über die Haube C gestülpt und der Raum zwischen ihnen gut evakuiert werden. Die äußere Haube E ist zwar nicht wesentlich, indessen bietet sie gewisse Vorteile. Fig. 18 zeigt eine etwas abgeänderte Form der Röhre, bei der die Metallhülle CD durch einen Metallbelag C', z. B. einen Silberüberzug oder Silberniederschlag auf der Innenfläche der Glasröhre E ersetzt ist, wobei wiederum der Metallüberzug bis auf dicht um die Zuführungleitungen $O\,P\,Q$ geführte kreisförmige Schnitte vollständig zusammenhängend ist. Die übrige in Fig. 17 dargestellte Schaltung ist die bei Zweielektrodenröhren oder Ventildetektoren übliche: G und H stellen Antennen- und Erd- (Gegengewichts) Leitung dar, F den Empfangstransformator, L die Batterie zum Erhitzen der Glühkathode, M die Batterie im Detektorkreis und I einen Kondensator im Nebenschluß zum Telephonhörer J.

(Eingesandt Juli 1917.)

Adresse des Autors: Berlin-Lichterfelde West, Roonstraße 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Amerika ohne Maske. Neutral. Feststellungen. (Aus dem Holländischen übersetzt von Adolf Teutenberg.) M. 1.75

Das neue Europa. Eine holländische Stimme für die Befreiung Europas von Dr. jur. W. J. L. van Es. M. 1.50

Über Annexions-Politik. Die Kriegsziele unserer Feinde von J. Versluys. M. 1.75

Sämtlich im Rembrandt-Verlag, Oberweimar i. Thür.

Hermann Stegemann, Geschichte des Krieges. I. Band. Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart 1917. Geb. M. 14.—

Aus großen Meistern der Naturwissenschaften:

1. **Ludwig Boltzmann,** Reise eines deutschen Professors ins Eldorado.
2. **Ernst Mach,** Über Erscheinungen an fliegenden Projektilen. Vom räumlichen Sehen.
3. **Carl Snyder,** Die Endlichkeit des Weltalls. Die Fortschritte auf dem Wege zur Erklärung der Elektrizität.

Jede Nummer 45 Pfg.

Verlag J. A. Barth, Leipzig.

Arthur Erich Haas, Die Grundgleichungen der Mechanik, dargestellt auf Grund der geschichtlichen Entwicklung. Verlag von Veit & Comp., Leipzig 1914. Geh. M. 7.50, geb. M. 9.—

Giorgio Molli, Englands Verhängnis. Die Folgen des U-Bootkrieges. (Übersetzung aus dem Italienischen von L. Hämmerle.) Verlag Julius Hoffmann, Stuttgart 1917.

„Elektroindustrie“ 9, Nr. 11 u. 12 vom 1. u. 15. Juni 1917. Fachschriften-Verlag A.-G., Zürich.

(Eingesandt 23. Juni 1917.)

Literaturverzeichnis.

Austin, L. W., Elektrot. Ztschr. 38, 314, 1917. (Ref. ü. Electrician 78, 465, 1917.) Quantitative Messungen der Signale der deutschen Großstationen Nauen und Eilvese in Washington.

Baumann, V. J., Helios 23, 169, 1917. Die Radiotelephonie in den Vereinigten Staaten von Nordamerika.

Bellini, E., Electrician 79, 357, 1917. Italian wireless telegraph inventions.

Biedermann, E. A., Phil. Mag. (6) 33, 146, 1917. The energy in the electromagnetic field.

Bolligev, A., Arch. f. Elektrot. 5, 255, 1917. Die elektrischen Größen des Transformators in ihrer gegenseitigen Abhängigkeit (Theorie und Konstruktion der Transformatordiagramme).

Brylinski, E., Rev. Gén. de l'Él. 1, 803, 1917. Sur un aspect de la loi d'Ohm.

Budde, E., Physik. Ztschr. 18, 225, 249, 1917. Über die Resonanztheorie des Hörens.

Bullard, William H. G., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 5, S. 421, 1916. Arlington Radio Station and its activities in the general scheme of naval radio communication.

Culver, Charles A., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 5, S. 449, 1916. Notes on radiation from horizontal antennas.

Dreyfus, L., Arch. f. Elektrot. 5, 175, 1916. Über die Leitung eines Wechselflusses durch massive Joche und Pole von Dynamomaschinen.

Electrical Review, 80, Nr. 2060. S. 539, 1917. Improvements in magnetic iron alloys.

Elektrot. Ztschr. 38, 196, 1917. (Ref. nach Journ. Télégr. 40, S. 202.) Fortschritte der drahtlosen Telephonie in den Vereinigten Staaten.

Finsler, A., Schweiz. Elektrot. Ztschr. 14, 177, 185, 1917. Die Verwendung von Eisendraht für Hochspannungsleitungen.

Fuller, Leonard F., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 5, S. 455, 1916. A few experiments with ground-antennas.

Greinacher, H., Verh. D. Phys. Ges. 19, 51, 1917. Widerstand und Polarisation der Selenzellen.

Guye, Ch. Eug., Rev. Gén. Él. 1, 610, 1917. Sur l'équation de la décharge disruptive et la possibilité de trois sortes de potentiels explosifs.

Hart, F. A., Electrician 79, 388, 1917. Measurements of radio antenna on shipboard and some interesting comparisons.

Hogan jr., John L., Proc. Inst. Radio Eng. (New York) 4, Nr. 5, S. 397, 1916. Physical aspects of Radio Telegraphy.

Kelly, Ralph, Electrician 79, 260, 1917. Internal temperatures of alternating-current generators.

Kennard, E. H., Phil. Mag. (6) 33, 779, 1917. On unipolar induction: Another experiment and its significance as evidence for the existence of the aether.

Maior, August, Elektrot. Ztschr. 38, 279, 1917. Über das Einschalten langer Leitungen mit Wechselstrom.

Martinez, G., I moderni sistemi di ricezione radiotelegrafica. Sonderdruck aus Giornale l'Elettrotecnica 25. Mai 1917, Nr. 15.

Mueller, E. F., Sc. Papers Bur. of Stand. (Washington) Nr. 288, S. 547, 1916. Wheatstone bridges and some accessory apparatus for resistance thermometry.

Nottage, W. H., (London, The Wireless Press). The calculation and measurement of inductance and capacity.

Rikli, H., Bull. Schweiz. Electrot. Ver. 8, Nr. 5, S. 125, 1917. Beitrag zur Bestimmung von zusätzlichen Kupferverlusten in Wechselstrommaschinen (s. daselbst auch S. 138). (Vgl. auch E. u. M. 35, 249, 1917.)

Rudge, W. A. Douglas, Electrician 79, 345, 1917. A self-recording electrometer for atmospheric electricity.

Schüler, L., Elektrot. Ztschr. 38, 185, 201, 213, 1917. Die Geschichte des Transformators.

Smith, S. P., Electrician 79, 258, 300, 340, 1917. The theory of armature windings.

Stern, Georg, Elektrot. Ztschr. 38, 277. 1917. Normalisierung von Transformatoren.

Stone Stone, John, Proc. Inst. Radio Eng. (New York) **4**, Nr. 5, S. 463, 1916. The effect of the spark on the oscillations of an electric circuit.

Verdurand, A., Théorie simplifié de la télégraphie sans fil. Paris 1916.

Wagner, K. W., Elektrot. Ztschr. **38**, 260, 1917. (Ref. über J. B. Flowers, Proc. Am. Inst. El. Eng. **35**, 183.) Die wahre Natur der Sprache.

Wolf, W., Schweiz. Elektrot. Ztschr. **14**, 137, 147, 155, 163, 170, 179, 186. 1917. Neuere Schutzvorrichtungen gegen Überspannung.

(Eingesandt 23. Juni 1917.)

Bücherbesprechungen.

Leitfaden der drahtlosen Telegraphie für die Luftfahrt von **Max Dieckmann,** Privatdozent für reine und angewandte Physik an der Technischen Hochschule München. (Luftfahrzeugbau und -Führung Bd. XIII.) X u. 214 Seiten, 8° mit 150 Textabbildungen. In Leinwand gebunden M. 8.—.

Entsprechend den Vorteilen, welche die Einrichtungen der drahtlosen Telegraphie der Praxis der Luftfahrt gewähren, wird der vorliegende Leitfaden auf großes Interesse rechnen dürfen. Da nur hinreichende Kenntnis der Elektrizitätslehre und insbesondere der Hochfrequenztechnik einen sicheren funkentelegraphischen Betrieb gewährleistet, erscheint es berechtigt, daß der Inhalt auch eine Darstellung der Gleichstrom- und Wechselstromtechnik, soweit sie zum Verständnis der Hochfrequenztechnik erforderlich ist, enthält.

Der mit zahlreichen instruktiven Abbildungen ausgestattete Band erscheint auch als Lehrbuch der Funkentelegraphie allgemein aufs beste geeignet.

Die einzelnen Kapitel behandeln: I. Die atomistische Auffassung der Elektrizität. II. Gleichstrom. III. Wechselstrom. IV. Der geschlossene Schwingungskreis. V. Der offene Schwingungskreis. VI. Die Strahlung. VII. Wellenempfindliche Anordnungen. VIII. Drahtlostelegraphische Systeme. IX. Zündungsgefahr. X. Die Bordstationen. XI. Orientierung und meteorologische Beratung. XII. Der Verkehr.

Wir können das Werkchen unseres Mitarbeiters, der aus seiner reichen Praxis heraus den Gegenstand lebendig schildert, bestens empfehlen. Für eine event. Neuauflage wäre eine ganze Anzahl Druckfehler zu beseitigen, auch müßten nach dem Kriege die Beschreibungen der neuen Typen von Bord- und Flugzeugstationen samt den heute in solchen gebräuchlichen Elektronen-Verstärkern und anderes aufgenommen werden, um das Buch nach der technischen Seite hin zu modernisieren. Eichhorn.

Hermann Stegemanns Geschichte des Krieges. 1. Bd. Mit 5 farbigen Kriegskarten. Geheftet M. 11.50, in Leinen gebunden M. 14.—, in Halbfranz gebunden M. 16.—. (Deutsche Verlagsanstalt in Stuttgart).

„Von großen Dingen soll man groß reden — oder schweigen!" — Wenn einst die Zukunft nach diesem Wort Nietzsches über die durch den Weltkrieg hervorgerufene Literatur richten wird, so wird von der ungeheuren Menge von Büchern, Broschüren und Aufsätzen nicht allzuviel übrig bleiben. Unter den Werken über den Krieg aber, denen man schon heute mit aller Bestimmtheit dauernden Wert und Bestand zusprechen darf, wird dann Stegemanns Geschichte des Krieges mit an erster Stelle stehen. Denn sie ist des ungeheuren Stoffes würdig; sie „redet groß von großen Dingen" — nicht etwa in großsprecherischer, pathetischer Weise, wohl aber in gründlichster Sachlichkeit dem Inhalt nach, und was die darstellerische Form betrifft, in vornehmer Ruhe, die doch die Ergriffenheit des Zuschauers vor schicksalsvollen Höhe- und Wendepunkten des Völkerringens nicht verleugnet und so dem Leser neben reichster Belehrung und Aufklärung auch sittliche Werte übermittelt. — Man wußte von Hermann Stegemann schon früher, daß er nicht nur ein feinsinniger Romanschriftsteller ist, sondern mit einem alles Dilettantische weit hinter sich lassenden Eifer und Verständnis sich dem Studium der Kriegswissenschaften ergeben hat. Die schönste Frucht trug dies Studium, als Stegemann nach Ausbruch des Krieges im Berner „Bund" mit seinen Betrachtungen über die Kriegsereignisse hervortrat. Der Aufenthalt in der politischen Hauptstadt eines neutralen Landes erwies sich dabei als äußerst günstig für die Beschaffung reichlichsten Materials von allen Seiten und für die Wahl eines recht objektiven, sachlichen Standpunktes. So gewannen diese Betrachtungen bald einen europäischen Ruf, und Stegemann erschien zum Verfasser einer großangelegten, zusammenfassenden Kriegsgeschichte wie vorausbestimmt. Daß er diese nun wirklich schreibt, und daß sie noch während des Krieges zu erscheinen beginnen konnte, sind zwei gleich erfreuliche Tatsachen — die zweite zugleich ein schöner Beweis für die Unbefangenheit und sichere Ruhe, mit der unsre leitenden militärischen Stellen schon heute eine objektive Erörterung der ersten Phasen des Krieges für die Öffentlichkeit freigeben. Der erste Band enthält, außer zwei einleitenden, in ihrer Knappheit vorzüglichen Kapiteln: „Aus der Vorgeschichte des Krieges" und „Die militärische Lage Europas", drei Hauptabschnitte, die den Krieg im Westen, den Feldzug in Ostpreußen, den Feldzug in Südpolen und Galizien, jedesmal bis zum 15. September 1914 schildern. Als Anhang folgen wichtige urkundliche Belege in sorgfältiger Auswahl und Auszüge aus den die damaligen Ereignisse unmittelbar begleitenden Betrachtungen zur Kriegslage, die Stegemann im „Bund" veröffentlichte. Überaus klare und instruktive Karten ermöglichen es auch dem Laien, der Schilderung selbst verwickelter kriegerischer Operationen mit Verständnis zu folgen. Überhaupt ist die Darstellung bei aller fachmännischen Gründlichkeit durchaus in allgemeinverständlichem Ton gehalten, von großer Anschaulichkeit, belebter Farbigkeit und oft von wahrhaft dramatischer Kraft. Es sind Partien in dem Buch, die man mit fast atemloser Spannung liest, wie jene, die das grandiose Ringen der Armee Kluck unter ihrem genialen Führer am Ourcq,

oder die den Kampf um die Befreiung Ostpreußens nach dem Eintreten des von der Vorsehung gesandten „rechten Mannes“ auf den Kriegsschauplatz behandelt. Diese „Geschichte des Krieges“ von Stegemann (hier in der Schweiz scherzhaft „Strategemann“ genannt) liest sich wie das Werk eines schriftstellerisch begabten Generalstäblers, das man geradezu als ein klassisches Erzeugnis bezeichnen kann.

Zürich, Mitte August 1917. Eichhorn.

(Eingesandt 15. August 1917.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 12. 1917. Heft 4.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Über einen direkt zeigenden Dämpfungsmesser.

Von **H. Wiesent.**

(Auszug aus der Dissertation der K. Technischen Hochschule zu München.)

Einleitung.

Um Luftfahrzeuge, wie Freiballone, Luftschiffe und Flugzeuge, bei unsichtigem Wetter über die Gegend aufzuklären, über der sie sich befinden, benutzt man nach M. Dieckmann die Tatsache, daß die von einer ortsfesten (Land-)Station mit gleichbleibender Intensität ausgesandten Zeichen von einer beweglichen (Schiffs-, Luftfahrzeugs-) Bordstation um so kräftiger empfangen werden, je kleiner der Abstand zwischen den beiden Stationen ist. Durch die Kontrolle der Stärke der auf einer Bordstation empfangenen Zeichen nach der Parallelohmmethode[1]) oder mit dem Saitengalvanometer[2]) ist man in der Lage, Änderungen des Abstandes beider Stationen festzustellen. Aus dem Lautstärkeverhältnis der von mindestens drei lagenverschiedenen, ortsfesten Stationen empfangenen Zeichen, läßt sich ein Schluß auf das Verhältnis der Abstände der Bordstation von den ortsfesten Stationen und damit auf den Schiffsort selbst ziehen.

Wird jedoch während der Orientierung die von einer der drei Stationen ausgesandte Welle stärker gedämpft, was z. B. durch Lockerung einer Schwingungskreisverbindung leicht eintreten kann, so wird das von dieser Station ausgesandte Zeichen plötzlich nicht mehr so stark gehört und dadurch ein größerer Abstand vorgetäuscht.

Es zeigt sich also hierbei das Bedürfnis, den Augenblickswert der Dämpfung der orientierenden Anlage ohne vorherige besonders auszuführende Messungen und Rechnungen festzustellen und zu überwachen.

Diesem Bedürfnis soll im Folgenden durch Konstruktion eines direkt zeigenden Dämpfungsmessers Rechnung getragen werden.

---

1) M. Dieckmann, Drahtlostelegraphische Luftschifforientierung, Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt, 1911, Heft 23, S. 1.

2) M. Dieckmann und F. Eppen, Mitteilungen des Luftschiffbau Zeppelin Friedrichshafen, Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt, 1914, Heft 2, S. 1.

Beschreibung der Methode.

Bei dem Kurzschlußringdynamometer von Mandelstam und Papalexi[1]) hängt in der mittleren Ebene einer flachen Spule S_2 (Fig. 1) aus wenig Windungen bifilar und konzentrisch mit S_2 ein Ring aus dünnem Aluminiumblech. Konzentrisch mit S_2 und dem Ring befindet sich in der zu S_2 senkrechten, durch die Drehungsachse des Ringes hindurch gehenden Ebene eine zweite, S_2 gleiche, flache Spule S_1. Wenn die Induktanz des Ringes seinen Ohmschen Widerstand weit übersteigt, so gilt folgendes:

Schickt man durch S_2 einen Strom i_2, so wird in dem Ring ein Strom i_3 induziert, der mit i_2 gleichphasig und dessen Amplitude der-

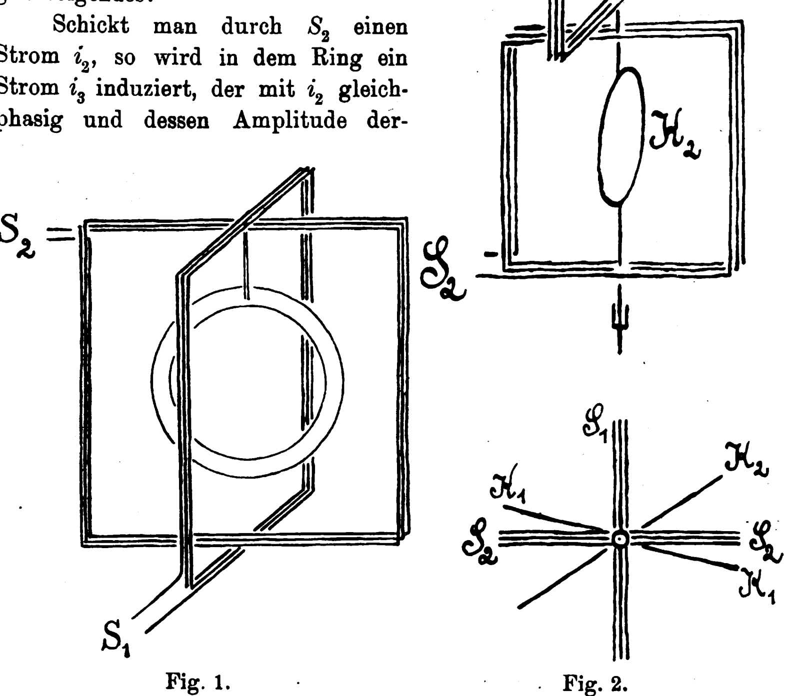


Fig. 1. Fig. 2.

1) L. Mandelstam und N. Papalexi, Über eine Methode zur Messung von logarithmischen Dekrementen und Schwingungszahlen elektromagnetischer Schwingungssysteme, Ann. d. Phys. 33, 490, 1910,

jenigen von i_2 proportional ist. i_2 übt aber kein Drehmoment auf den Ring aus, da Ring und S_2 koaxial und parallel zueinander sind. Schickt man durch S_1 einen Strom i_1, so induziert i_1 zwar keinen Strom im Ringe, da Ring und S_1 senkrecht zueinander stehen, übt aber auf den Ring ein Drehmoment aus, das proportional i_3, also schließlich proportional ist

$$\int_0^\infty i_1 i_2 \, d t .$$

Statt nun S_1, wie Mandelstam und Papelexi getan haben, senkrecht zu S_2 durch die Achse von S_2 zu legen, stellen wir S_1 senkrecht zu S_2 so auf, wie Fig. 2 zeigt. Jede der beiden Spulen enthält einen Kurzschlußring K_1 bzw. K_2, deren Ebenen einen Winkel von 45^0 miteinander bilden. Beide sitzen auf ein und derselben Glasachse, die in Spitzen läuft. Das Ringsystem befindet sich mechanisch im indifferenten Gleichgewichte, solange S_1 und S_2 stromfrei sind.

Schickt man durch S_2 einen Strom i_2, so induziert dieser im Ring K_2, der nicht eben senkrecht zu S_2 und auch nicht koaxial mit S_2 zu stehen braucht, was im Notfall durch eine Erschütterung des Ringsystems bewirkt werden kann, einen Strom i_4, der, da die Induktanz des Ringes seinen Ohmschen Widerstand weit übersteigt, gleichphasig und proportional i_2 ist. Beide Ströme üben auf den Ring ein

$$\int_0^\infty i_2^{\,2} \, d t$$

proportionales Drehmoment aus.

Schickt man durch S_1 einen Strom i_1, so induziert dieser im Ringe K_1, der ebenfalls nicht eben senkrecht zu S_1 und auch nicht eben parallel dazu stehen soll, einen Strom i_3. Und mutatis mutandis wird auf den Ring ein

$$\int_0^\infty i_1^{\,2} \, d t$$

proportionales Drehmoment ausgeübt.

Schickt man gleichzeitig durch S_1 einen Strom i_1 und durch S_2 einen Strom i_2, so wirken die beiden Drehmomente einander entgegen und die endliche Gleichgewichtslage des Ringsystems ist wegen der gleichen Dimensionen in beiden Spulen durch eine Verdrehung be-

stimmt, die proportional

$$\int_0^\infty i_1^2\,dt : \int_0^\infty i_2^2\,dt$$

Trifft man nun die Anordnung so (vgl. S. 336), daß die Einstellung des Ringsystems proportional

$$y = J^2_{\text{eff}} : J^2_{r\,\text{eff}}$$

ist, so kann bei konstant gehaltener Verstimmung x ohne weiteres auf die Dämpfung geschlossen, oder wenn die Skala des Apparates gleich in Dämpfungsbeträgen geeicht ist, die Dämpfung sofort abgelesen werden.

Die Theorie des Dämpfungszeigers.

Die magnetische Energie im Spulensystem 1, das aus der Spule S_1 und dem Kurzschlußringe K_1 besteht, sei W_1. Dann gilt:

$$W_1 = L_{13}\,i_1\,i_3 + \frac{1}{2}L_1\,i_1^2 + \frac{1}{2}L_3\,i_3^2$$

Darin ist:

L_3 der Selbstinduktionskoeffizient des Kurzschlußringes K_1,
L_1 der der Spule S_1,
L_{13} der wechselseitige Induktionskoeffizient zwischen Spule S_1 und Ring K_1,
i_1 der Strom in S_1,
i_3 der Strom in K_1,
ξ_1 sei nun die Zahl der Einzelentladungen in der Sekunde.

Dann ist das Spulensystem 1 auf den Kurzschlußring ausgeübte Drehmoment $\mathfrak{D}_1$ gegeben durch die Beziehung:

$$\mathfrak{D}_1 = \xi_1 \int_0^\infty \left(\frac{d\,W_1}{d\,\alpha}\right)_i dt$$

Darin sind bei der Differentiation nach α, dem Drehungswinkel, die Ströme i als von α unabhängig anzusehen (1. Annahme: α klein). Es gilt also

$$\left(\frac{d\,W_1}{d\,\alpha}\right)_i = \frac{d\,L_{13}}{d\,\alpha}\,i_1\,i_3$$

Ferner soll

$$i_3 = -\frac{L_{13}}{L_3}$$

sein, d. h. die Rückwirkung des Kurzschlußringes auf die Spule soll vernachlässigt werden können (Annahme 2) und auch vom Einfluß des Widerstandes des Kurzschlußringes soll abgesehen werden können (Annahme 3).

Dann wird:

$$\mathfrak{D}_1 = - \xi_1 \frac{L_{13}}{L_3} \frac{d L_{13}}{d \alpha} \int\limits_0^\infty i_1^2 \, d t$$

Durch entsprechende Betrachtungen und Annahmen für das andere Spulensystem 2, das aus der Spule S_2 und dem Kurzschlußring K_2 besteht, ergibt sich, wenn

L_{24} der wechselseitige Induktionskoeffizient zwischen Spule S_2 und Ring K_2,

L_2 der Selbstinduktionskoeffizient der Spule S_2,

L_4 der des Ringes K_2,

i_2 der Strom in S_2,

ξ_2 die Entladungszahl ist,

für das von S_2 und K_2 ausgeübte Drehungsmoment $\mathfrak{D}_2$:

$$\mathfrak{D}_2 = - \xi_2 \frac{L_{24}}{L_4} \frac{d L_{24}}{d \beta} \int\limits_0^\infty i_2^2 \, d t$$

wenn β der Winkel ist, um den K_2 sich gedreht hat.

Die Ruhelage der beiden starr miteinander verbundenen Kurzschlußringe K_1 und K_2 wird dann, da jedes weitere Drehungsmoment aufgehoben sein soll, gegeben durch die Bedingung:

$$\mathfrak{D}_1 + \mathfrak{D}_2 = 0$$

Diese lautet — ausführlich geschrieben — unter der Berücksichtigung, daß $L_3 = L_4$ bei der Konstruktion des Apparates gemacht wird.

$$- \xi_1 \frac{d L_{13}^2}{d \alpha} \int\limits_0^\infty i_1^2 \, d t = \xi_3 \frac{d L_{24}^2}{d \beta} \int\limits_0^\infty i_2^2 \, d t$$

Setzen wir nun [1])

$$L_{13} = L_{\mathrm{I}} \cos \varphi \quad \text{und}$$
$$L_{24} = L_{\mathrm{II}} \cos \psi$$

1) Vgl. E. Cohn, Das elektromagnetische Feld. Leipzig 1900, S. 274.

worin L_I und L_{II} der Maximalwert von L_{13} bzw. L_{24} sein soll, der erreicht wird, wenn Spule und Kurzschlußring koaxial sind, und φ und ψ die Winkel zwischen Kurzschlußring und zugehöriger Spule bedeuten, und machen wir $L_I = L_{II} = L$ bei Konstruktion des Apparates, so gilt:

$$-\xi_1 \frac{d \cos^2 \varphi}{d \alpha} \int\limits_0^\infty i_1^{\,2} d t = \xi_2 \frac{d \cos^2 \psi}{d \beta} \int\limits_0^\infty i_2^{\,2} d t$$

oder

$$\frac{\xi_1 \int\limits_0^\infty i_1^{\,2} d t}{\xi_2 \int\limits_0^\infty i_2^{\,2} d t} = - \frac{\sin 2 \psi}{\sin 2 \varphi}$$

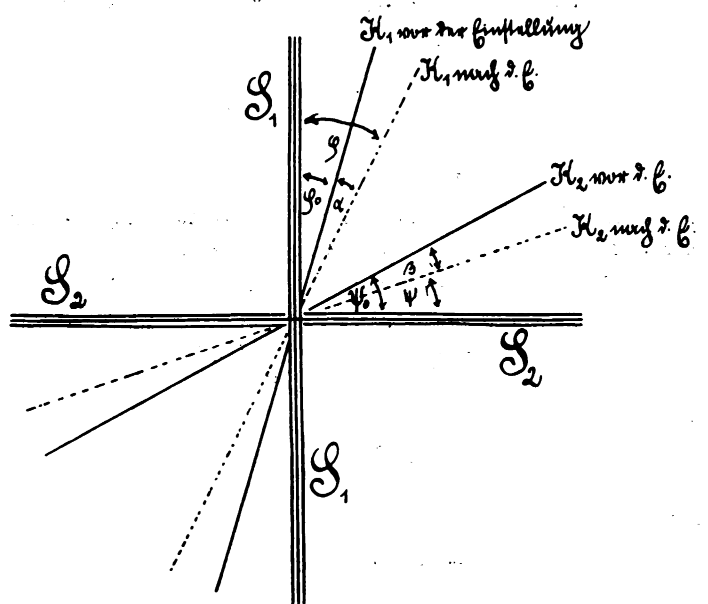


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt nun den Apparat von oben gesehen. Wir entnehmen ihr:

$$\beta = - \alpha$$
$$\varphi = \varphi_0 + \alpha$$
$$\psi = \psi_0 - \alpha$$
$$\varphi = 45^0 - \psi$$

worin φ_0 und ψ_0 die Anfangslage des Ringsystems festlegen und erhalten weiter:

$$\frac{\xi_1 \int\limits_0^\infty i_1^{\,2}\, d t}{\xi_2 \int\limits_0^\infty i_2^{\,2}\, d t} = - \operatorname{cotg} 2\varphi$$

Wir verbinden nun sowohl S_1, als auch S_2 je mit einem Drehkondensator von gleicher Form und einer Koppelungsspule von gleichen Ausmessungen. Diese beiden so gebildeten Kreise von genau gleichen Dimensionen werden nun mit dem Schwingungskreis, dessen Dekrement gemessen werden soll, gleich stark rein magnetisch gekoppelt. Der S_2 enthaltende Kreis wird mit ihm in Resonanz gebracht, der S_1 enthaltende um den Betrag x verstimmt. Es gilt dann

$$\frac{\xi \int\limits_0^\infty i^2\, d t}{\xi \int\limits_0^\infty i_r^{\,2}\, d t} = - \operatorname{cotg} 2\varphi$$

Erinnern wir uns, daß man durch die Betrachtung der für die in einer Sekunde in einem Drahte von wirksamen Widerstande R entwickelte Wärmemenge gewonnenen Beziehungen[1]) erhält:

$$J_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{\tau} \int\limits_0^\tau i^2\, d t = \xi \int\limits_0^\infty i^2\, d t$$

worin

$$i = A e^{-\frac{\mathfrak{d}}{\tau} t} \sin \frac{2\pi t}{\tau} \text{ und } \mathfrak{d} < 2\pi,$$

so gilt:

$$y = \frac{J_{\text{eff}}^2}{J_{r\,\text{eff}}^2} = - \operatorname{cotg} 2\varphi$$

Nun aber wissen wir weiter[2]), daß unter der Voraussetzung, daß extrem lose gekoppelt ist und die Verstimmung $x = 1 - \frac{N}{N_r}$, worin

---

1) Vgl. J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 2. Auflage, S. 82 und 83, 1913.

2) Siehe J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 2. Auflage, Leipzig 1913, Tabelle XI.

N die jeweilige Frequenz bedeutet, der Bedingung $x < 1$, ebenso die Summe der Dekremente der zu beobachtenden Anlage $\mathfrak{d}_1$ und des Dämpfungsmessers $\mathfrak{d}_2$ der Beziehung $\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 < 2\pi$ geschrieben, die Gleichung besteht:

$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 2\pi x \sqrt{\frac{y}{1-y}}$$

Es gilt also

$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 2\pi x \sqrt{\frac{-\operatorname{cotg} 2\varphi}{\operatorname{cotg} 2\varphi + 1}} = 2\pi x \sqrt{\frac{\operatorname{cotg}(180 - 2\varphi)}{1 - \operatorname{cotg}(180 - 2\varphi)}}$$

oder

$$\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2 = 2\pi x \sqrt{\frac{1}{\tan(180 - 2\varphi) - 1}}$$

Ist $\mathfrak{d}_2$, die Dämpfung des Dämpfungszeigers, ein für allemal bestimmt, dann kann man — gleiches x vorausgesetzt — $\mathfrak{d}_1$, das Dekrement der Anlage, aus φ leicht ermitteln oder, wenn die Skala entsprechend geeicht ist, ohne weiteres ablesen.

Bei den bisherigen Entwickelungen wurden verschiedene

Annahmen

gemacht:

Annahme 1, daß α klein sein soll, kann ohne weiteres übersehen werden; denn wäre α zu groß, so könnte das Kurzschlußringsystem vorher durch Klopfen am Apparat in eine geeignetere Lage gebracht werden; zudem spielt α in den Endformeln keine Rolle.

Das, was Annahme 2 und 3 erheischen, sind konstruktive Anordnungen, auf die später Rücksicht genommen wird.

Daß $\varphi + \psi = 45^0$ gewählt wurde, hat seinen Grund in der leichteren Fortsetzung der Berechnung, weil dann 2ψ einfach zu $90 - 2\varphi$ wird.

Aber es muß erwähnt werden, daß K_1 nicht $\perp K_2$ gemacht werden darf, wobei φ stets $= \psi$ wäre, und daß auch $\varphi + \psi$ nicht $= 90^0$ ($K_1 \parallel K_2$) sein kann. In beiden Fällen liefert die Theorie nämlich

$$\xi_1 \int_0^\infty i_1^2\, dt : \xi_2 \int_0^\infty i_2^2\, dt = -1 \text{ d. h. } = -\sin\bar{\varphi},$$

worin $\bar{\varphi}$ den konstanten Wert 90^0 besitzt, und das Experiment zeigt, daß sich ohne Unterschied auf das herrschende Kräfteverhältnis im Falle $K_1 \perp K_2$ jeder Ring $\perp$ zu seiner Spule stellt, im Falle $K_1 \parallel K_2$ aber die Ringe sich $\perp$ zu der Spule stellen, die die größere Energie enthält.

Im Falle $K_1 \perp K_2$ ist dies leicht aus Fig. 4 zu ersehen. Das Kurzschlußringsystem wird von beiden Spulen in demselben Sinne gedreht, bis $K_1 \perp S_1$ und damit auch $K_2 \perp S_2$ ist, und zwar spielt für diese Einstellung die Größe der wirksamen Drehmomente keine Rolle.

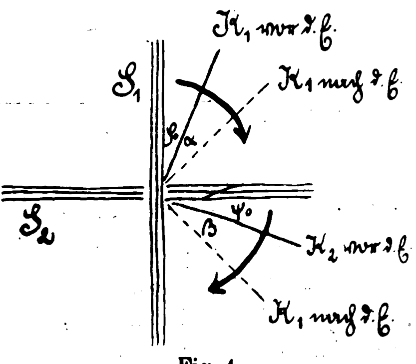


Fig. 4.

Es ist in diesem Falle $\varphi_0 = \psi_0$, $\alpha = \beta$, $\varphi = \psi$, so daß die Gleichung

$$\frac{\xi_1 \int_0^\infty i_1^2 \, dt}{\xi_2 \int_0^\infty i_2^2 \, dt} = - \frac{\sin 2\psi}{\sin 2\varphi}$$

übergeht in

$$\frac{\xi_1 \int_0^\infty i_1^2 \, dt}{\xi_2 \int_0^\infty i_2^2 \, dt} = - \sin \overline{\varphi}$$

wenn $\overline{\varphi}$ den konstanteh Wert 90^0 besitzt.

Im Falle $K_1 \| K_2$ erhält man dieselbe Beziehung, da, wie Fig. 5 zeigt,

$$\alpha = -\beta,$$
$$\psi = \psi_0 - \alpha, \quad \varphi = \varphi_0 + \alpha$$
$$\psi = 90 - \varphi$$

ist.

Doch ist es nötig, um diesen Fall genau einzusehen, den Verlauf des von einer der Spulen auf den zugehörigen Ring ausgeübten Drehmomentes für verschiedene Werte von φ zu untersuchen.

Es ist beispielsweise nach dem Vorausgehenden:

$$\mathfrak{D}_1 = -\xi_1 \frac{L_{13}}{L_3} \frac{d L_{13}}{d \alpha} \int_0^\infty i_1^2 \, d t$$

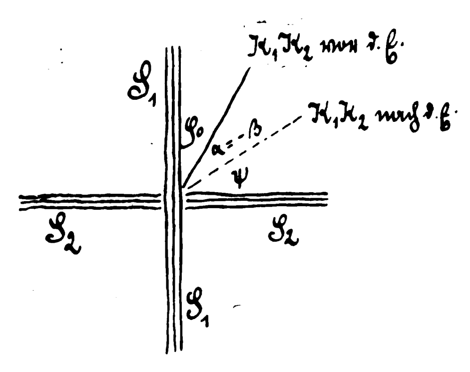


Fig. 5.

Setzen wir[1])

$$\int_0^\infty i_1^2 \, d t = \frac{A_1^2}{4 \mathfrak{b} N}$$

wobei A und $\mathfrak{b}$ aus der Beziehung

$$i_1 = A_1 e^{-\frac{\mathfrak{b}}{\tau} t} \sin \frac{2 \pi}{\tau} t$$

verständlich werden, und

$$N = \frac{1}{\tau}$$

ist; und ersetzen wieder

$$L_{13} \frac{d L_{13}}{d \alpha} = \frac{1}{2} \frac{d L_{13}^2}{d \alpha}$$

durch

$$\frac{1}{2} \frac{d (L^2 \cos^2 \varphi)}{d \alpha} = \frac{1}{2} L^2 \sin 2 \varphi$$

so gilt:

$$\mathfrak{D}_1 = -\frac{\xi_1 L^2 A_1^2}{8 N L_2 \mathfrak{b}} \sin 2 \varphi$$

1) Vgl. E. Cohn, Das elektromagnetische Feld, Leipzig 1900, S. 274.

Da $\frac{1}{8} \xi_1 \frac{L^2}{L_3} \frac{A_1}{N\mathfrak{b}}$ als konstant anzusehen ist, setzen wir dafür m_1 und erhalten

$$\mathfrak{D}_1 = - m_1 \sin 2\varphi$$

Analog ergibt sich für $\mathfrak{D}_2$ die Beziehung

$$\mathfrak{D}_2 = - m_2 \sin 2\psi$$

m_2 soll $< m_1$ sein, weil $A_2 < A_1$ infolge $i_2 < i_1$ sein möge.

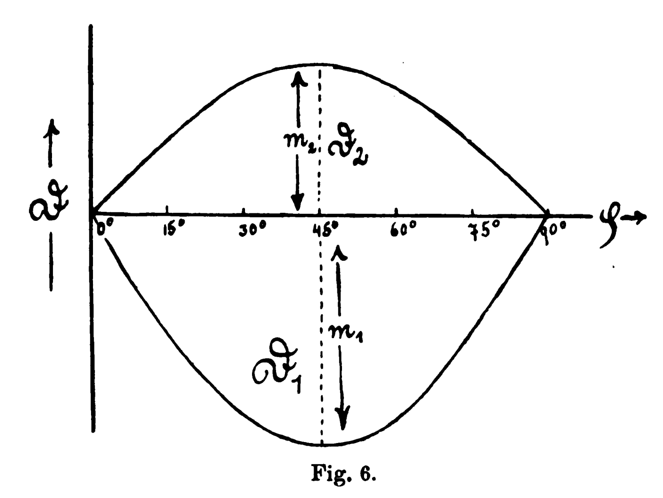


Fig. 6.

Aus Fig. 6 ist zu ersehen:

Stets wirkt auf das Ringsystem ein Drehmoment $\mathfrak{D}$ im Sinne des Drehmomentes, das von der mit stärkerem Strom durchflossenen Spule herrührt und gegeben ist als

$$\mathfrak{D} = \mathfrak{D}_1 + \mathfrak{D}_2$$

und nur für $\varphi = 0^0$ oder $\varphi = 90^0$ gleich Null wird (Ruhelage).

$\varphi = 0^0$ ist aber eine labile Gleichgewichtslage, die nicht mehr erreicht wird ($m_2 < m_1$ vorausgesetzt), sobald $\varphi_0 \lesseqgtr 0^0$ war.

Also ist $\varphi = 90^0$ endgültige Einstellung für $i_1 > i_2$,

$\varphi = 0^0$ dagegen $i_1 < i_2$.

Allerdings gilt das alles nur dann, wenn zu $\mathfrak{D}_1$ und $\mathfrak{D}_2$ kein weiteres Drehmoment $\mathfrak{D}_3$ (etwa von kurzer Fadenaufhängung herrührend) vorhanden ist.

Dann wäre nämlich die Bedingung für die Ruhelage

$$\mathfrak{D}_1 + \mathfrak{D}_2 + \mathfrak{D}_3 = 0$$

und es könnte $K_1 \perp K_2$ oder $K_1 \parallel K_2$ sein.

Endlich haben wir noch die Beziehung

$$J_{\text{eff}}^2 = \xi \int_0^\infty i^2\, d\,t$$

für den Fall

$$i = A\, e^{-\frac{\mathfrak{b}}{\tau} t} \sin \frac{2\,\pi}{\tau}\, t \text{ und } \mathfrak{b} < 2\,\pi$$

eingeführt, d. h. angenommen, daß eine gedämpfte Schwingung vorliegt, deren Amplitudenkurve eine Exponentialkurve ist.

Damit ist keineswegs der Fall starker Funkendämpfung ausgeschlossen, in dem die Amplitudenkurve eine Gerade ist.

Ist nämlich

$$i = A\left(1 - \frac{\mathfrak{a}}{\tau}\, t\right) \sin \frac{2\,\pi}{\tau}\, t \text{ und } \mathfrak{a} < 1$$

so ist

$$\mathfrak{D}j = \xi j \int_0^{\tau/\mathfrak{a}} \left(\frac{d\,W}{d\,\alpha}\right)^{\iota} d\,t\,, \qquad j = 1{,}2.$$

Und mit Hilfe der Beziehung[1])

$$J_{\text{eff}}^2 = \xi \int_0^{\tau/\mathfrak{a}} i^2\, d\,t$$

gelangen wir zu derselben Endformel.

Meßanordnungen.

Spulen S_1 und S_2 sind Kreiszylinderspulen von je 36 Windungen Litzendrahtes, aus dem auch, um das Joulesche Dekrement des Zeigerkreises herabzudrückeu, alle Verbindungsleitungen und die Koppelungsspulen dieses Kreises bestanden. Der Innenraum der Spulen hat eine lichte Weite von 10 cm Durchmesser. Die Kurzschlußringe bestehen aus 0,09 mm dickem Messingblech. Ihr äußerer Durchmesser beträgt 9,5 cm, der innere 7,5 cm. Die Ringe sind da, wo sie auf der Achse sitzen, ein wenig aufgeschlitzt und nach Art der sogenannten Windfänge der Weckeruhren auf ihr befestigt. Die Glasachse hat eine Stärke von 2,2 mm. An ihre beiden Enden sind Spitzen angeschliffen, die in verstellbaren Messinglagern laufen.

---

1) Vgl. E. Cohn, Das elektromagnetische Feld, Leipzig 1900, S. 274.

Der Apparat braucht ungefähr 10 Watt (gemessen mit einem Rießschen Luftthermometer[1]), das mit Gleichstrom geeicht wurde.

Ehe zu der eben beschriebenen Ausführung geschritten wurde, wurde eine Reihe von Spulen mit verschiedenen Windungszahlen in ihrer Wirkung auf verschiedene Ringarten untersucht. Dabei wurde folgende Anordnung benutzt. Die Spule wurde mit einem variablen Kondensator und einem Hartmann und Braunschen Wattmeter, auf dem noch Beträge von 0,001 Watt mit Sicherheit abgelesen werden konnten, zu einem Kreise vereinigt, mit einem weiteren Schwingungskreis in Resonanz gebracht und auf Wattverbrauch und Rückwirkung des Ringes auf die Spule untersucht.

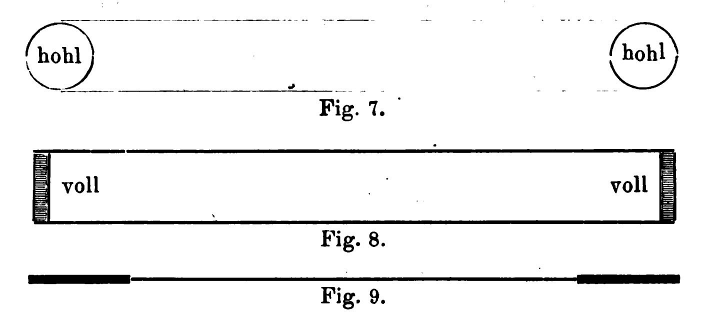


Fig. 7.

Fig. 8.

Fig. 9.

Bei den Spulen zeigten natürlich Spulen mit mehreren Windungen (in einer Lage!) sich günstiger als solche mit wenig Windungen.

Von den Ringen zeigte ein toroidförmiger Ring von einem in Fig. 7 gezeichneten Querschnitt ganz deutliche Rückwirkung. Ringe vom Querschnitt der Fig. 8 waren weit unempfindlicher als die schließlich benützten, in Fig. 9 abgebildeten. Doch dürfen auch diese Ringe nicht zu breit sein.

Es zeigte sich vorteilhaft, diese Ringe möglichst leicht zu machen. Die Glimmerisolationsringe der Plattenfunkenstrecke der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie[2]) geben, mit Staniol überzogen, sehr brauchbare Kurzschlußringe.

Zur systematischen Hauptmessung wurde die in Fig. 10 gezeichnete Anordnung und beide Dämpfungszeiger der Reihe nach benutzt.

Ein A. E. G.-Gleichstrommotor, mit dem starr ein Drehstromdynamo gekuppelt war, wurde mit 110 Volt und 6 Amp. der Stadt-

1) Vgl. F. Braun, Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft, 1901.

2) Graf Arco, Jahrbuch für drahtlose Telegraphie und Telephonie 4, 79, 1910.

leitung gespeist. Zwei Bürsten des Drehstromdynamo lieferten mitsammen verbunden Wechselstrom von 76 Perioden (gemessen mit einem Resonanzfrequenzmesser System Hartmann-Kempf von Hartmann und Braun, A.-G. Frankfurt am Main, 45—90 Polwechsel, mittels Transpositionseinrichtung 45—90 Perioden; 50—230 Volt). Durch einen Hochspannungsumformer hindurch wurde die Löschfunkenstrecke, eine Plattenfunkenstrecke der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie mit 280 Watt betrieben (gemessen mit dem Rießschen Luftthermometer, das vorher mit Gleichstrom geeicht wurde).

Der Primär-(Stoß-)Kreis enthielt außer der Funkenstrecke eine Kapazität aus Leydener Flaschen von je 2400 cm Kapazität, wobei durch Parallelschalten maximal etwa 7200 cm erzielt werden konnten, ferner eine veränderliche Selbstinduktion (maximal 46000 cm) und eine Koppelungsschleife *I*, mit der unser Dämpfungsmesser statt, wie in Taf. I, Fig. 10 gezeichnet, mit dem Sekundärkreis auch mit dem Primärkreis gekoppelt werden konnte.

Der Sekundärkreis (gestoßener Kreis) enthielt außer der zum Abstimmen nötigen veränderlichen Kapazität und Selbstinduktion eine Koppelschleife und einen elektrolytischen Widerstand, mit dem die Dämpfung des Kreises ohne gleichzeitige Frequenzänderung variiert werden konnte. Er war stets mit dem Stoßkreis über wenig Selbstinduktion direkt gekoppelt.

Von unserem Dämpfungsmesser war jede der beiden gleichdimensionierten Spulen S_1 und S_2 mit einem Drehplattenölkondensator und einer Koppelungsschleife von je denselben Abmessungen verbunden. Die Kondensatoren waren geeicht, um leichter bestimmte Verstimmungen herstellen zu können. Ihr Dielektrikum war Paraffinum liquidum flavum, $s = 0{,}856$, $\varepsilon = 2{,}23$ bei 18^0 C.

Dämpfungsbeträge und Wellenlängen wurden mit einem geeichten Wellenmesser der luftelektrischen und drahtlos-telegraphischen Versuchsstation Gräfelfing in Verbindung mit einem Hartmann und Braunschen Hitzdrahtwattmeter, auf dem Beträge von 0,001 Watt noch mit Sicherheit festgestellt werden konnten, gemessen. Die Eigendämpfung des Wellenmessers wurde vorher mittels Zusatzwiderstand (Konstantandraht von 0,1 mm[1]) Durchmesser) bestimmt und gefunden zu:

0,0195 bei Spule I
0,0117 bei Spule II
0,0119 bei Spule III.

1) Vgl J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, Tabelle VIII.

Meßergebnisse.

Es wurden nun mit dem Dämpfungszeiger bei systematisch variierter Koppelung, Wellenlänge, Verstimmung und Dämpfung eine Reihe von Messungen ausgeführt und nach der alten Methode nachgeprüft und überwacht.

Es ergab sich hierbei folgendes:

Der Grad der Koppelung ist unter sonst gleichen Umständen ohne Einfluß auf die Einstellung des Ringsystems. Als Grenzen für den Grad der Koppelung dienen die folgenden Sätze:

Die Koppelung darf nie so fest sein, daß eine doppelgipfelige Resonanzkurve erhalten wird. Jedoch muß sie andererseits so stark sein, daß die Ruhelage des Ringsystems deutlich und eindeutig aufgesucht wird. Hierzu brauchte der Apparat etwa 5—6 Watt bei 280 Watt im Primärkreise. Am besten ist also mittellose Koppelung.

Für den Einfluß der Wellenlänge ergab sich:

Die Größe der Wellenlänge ist bei gleicher prozentualer Verstimmung ohne Einfluß. Verwendet wurden Wellenlängen von 320 m bis 1270 m.

Die folgenden Tabellen geben die Resultate wieder:

Tabelle I.

Dämpfung des Apparates . . . $\mathfrak{d}_2 = 0{,}02$
Verstimmung . . . . 1 : 21

Wellenlänge λ in m	Dämpfung der Anlage $\mathfrak{d}_1$	$\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2$	Nach der Schlußformel berechnete Einstellung φ	Abgelesen φ	Differenz	Abweichung in % des berechneten Wertes
320	0,62	0,64	64° 41′	64,6° [1]	5′	0,13
320	0,25	0,27	57° 5′	57,0°	5′	0,15
320	0,04	0,06	46° 6′	46,0°	6′	0,22
870	0,63	0,65	64° 46′	64,8°	2′	0,05
870	0,21	0,23	55° 12′	55,3°	6′	0,19
870	0,04	0,06	46° 6′	46,0°	6′	0,22
1270	0,70	0,72	65° 34′	65,5°	4′	0,10
1270	0,28	0,30	58° 19′	58,3°	1′	0,03
1270	0,05	0,07	46° 30′	46,5°	0′	—

Diese Tabellen zeigen, daß noch Dämpfungsänderungen vom Betrage 0,01 konstatiert werden können.

1) Die in diesen Reihen angegebenen Werte sind die Mittelwerte von Beobachtungen.

Tabelle II.

Dämpfung des Apparates . . . $\mathfrak{d}_2 = 0{,}02$
Verstimmung . . . . 1 : 7

Wellenlänge λ in m	Dämpfung der Anlage $\mathfrak{d}_1$	$\mathfrak{d} = \mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2$	Berechnet φ	Abgelesen φ	Differenz	Abweichung in % des berechneten Wertes
320	0,62	0,64	54° 19′	54,3°	1′	0,03
320	0,25	0,27	47° 23′	47,3°	5′	0,18
320	0,04	0,06	45° 8′	45,1°	2′	0,07
870	0,63	0,65	34° 29′	54,5^{9}	1′	0,03
870	0,21	0,23	46° 46′	46,8°	2′	0,07
870	0,04	0,08	45° 8′	45,1°	2′	0,07
1270	0,70	0,72	55° 32′	55,5°	2′	0,06
1270	0,28	0,30	47° 53′	48,0°	7′	0,24
1270	0,05	0,07	45° 11′	45,2°	1′	0,04

Ein Vergleich beider Tabellen läßt ersehen, daß bei einer Verstimmung von 1 : 7 die Dämpfungsänderung von 0,04 auf 0,05 durch 0,1°, bei einer Verstimmung von 1 : 21 aber durch 0,5° Zeigerverschiebung registriert wird; während die beiden Verstimmungen die Dämpfungsänderungen von 0,64 auf 0,65 durch 0,2° Ausschlagsänderung sich anzeigen.

Tabelle III.

Verstimmung x	Wert von φ für $\mathfrak{d} = 0{,}05$	Wert von φ für $\mathfrak{d} = 0{,}04$	$\Delta\varphi$
0,005	62° 49′	60° 52′	1° 57′
0,0075	58° 54′	56° 22′	2° 32′
0,009	56° 51′	54° 13′	2° 38′
0,01	55° 36′	53° 3′	2° 33′
0,015	51° 13′	49° 20′	1° 53′
0,02	48° 59′	47° 38′	1° 21′
0,05	45° 43′	45° 28′	15′

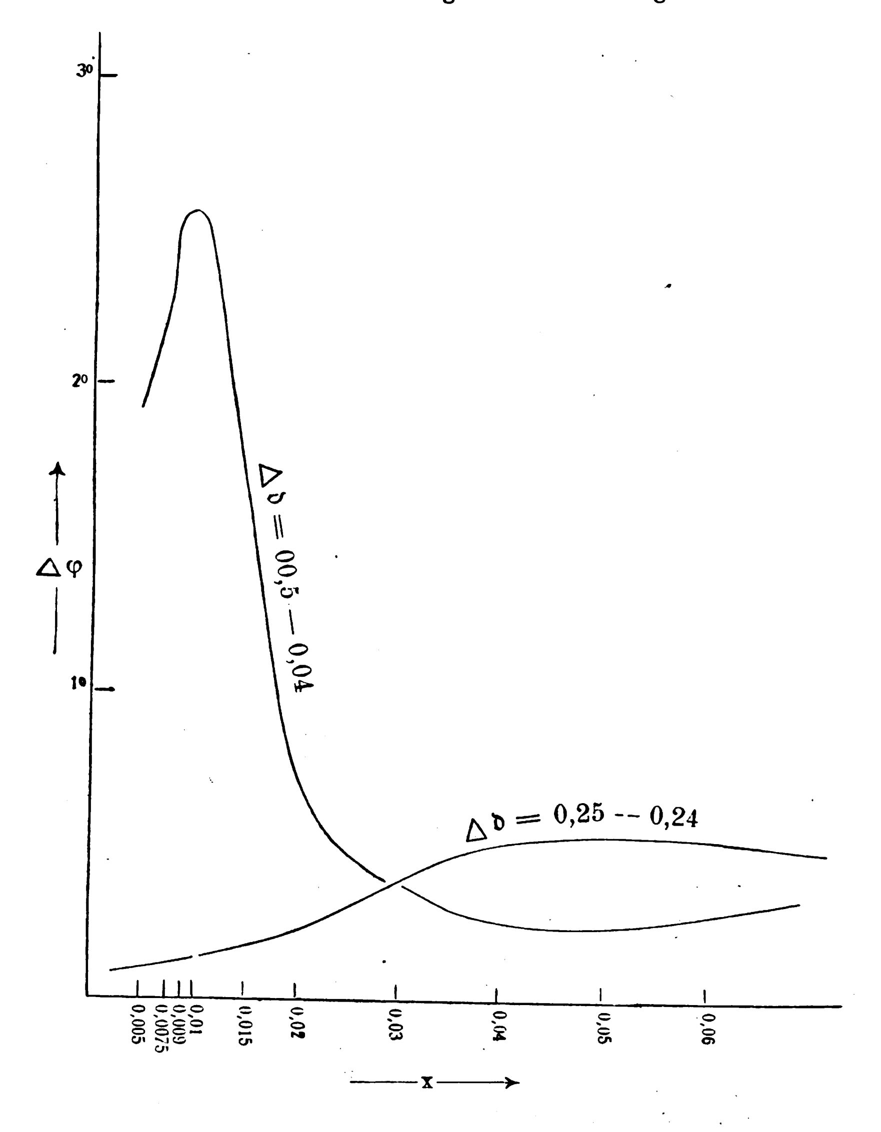
Tabelle IV.

Verstimmung x	Wert von φ für $\mathfrak{d} = 0{,}25$	Wert von φ für $\mathfrak{d} = 0{,}24$	$\Delta\varphi$
0,005	67° 17′	67° 15′	2′
0,01	66° 38′	66° 33′	5′
0,03	61° 16′	60° 52′	24′
0,05	55° 36′	55° 7′	29′
0,07	51° 52′	51° 28′	24′
0,1	48° 54′	48° 38′	16′

Dies legt den Gedanken nahe, daß für jede Dämpfungsänderung je nach der Größe der Dämpfung ein Optimum der Verstimmung existiert.

Besonders deutlich zeigen dies die Tabellen III und IV.

Auf Grund dieser Tabellen ergeben sich die folgenden Kurven:



Es läßt sich übrigens auch rechnerisch genau zeigen, wo für jeden Betrag der Dämpfung eine derartige Optimumverstimmung liegt.

Nach unserer Schlußformel ist

$$\mathfrak{d} = 2\pi x \sqrt{\frac{1}{\tan(180 - 2\varphi) - 1}}$$

oder

$$180 - 2\varphi = \operatorname{arctg}\left(\frac{4\pi^2 x^2}{\mathfrak{d}^2} + 1\right)$$

$$\varphi = 90 - \frac{1}{2}\operatorname{arctg}(z^2 + 1)$$

wobei

$$z = \frac{2\pi x}{\mathfrak{d}}$$

$$\frac{d\varphi}{d\mathfrak{d}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{2z}{1 + (1 + z^2)^2}\frac{dz}{d\mathfrak{d}} = \frac{\dfrac{4\pi^2 x^2}{\mathfrak{d}^3}}{\dfrac{16\pi^4 x^4}{\mathfrak{d}^4} + \dfrac{8\pi^2 x^2}{\mathfrak{d}^2} + 2}$$

Für die Optimumverstimmung muß sein

$$\frac{d^2\varphi}{d\mathfrak{d}\,dx} = \frac{dp}{dx} = 0$$

worin

$$p = \frac{d\varphi}{d\mathfrak{d}} = \frac{a x^2}{c x^4 + b x^2 + 2}$$

wenn

$$a = \frac{4\pi^2}{\mathfrak{d}^3} \quad b = \frac{8\pi^2}{\mathfrak{d}^2} \quad c = \frac{16\pi^4}{\mathfrak{d}^4}$$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{(c x^4 + b x^2 + 2)\, 2 a x - a x^2 (4 c x^3 + 2 b x)}{(c x^4 + b x^2 + 2)^2}$$

Zähler = 0 gesetzt, liefert für die Optimumverstimmung

$$x^4 = \frac{\mathfrak{d}^4}{8\pi^4}$$

oder

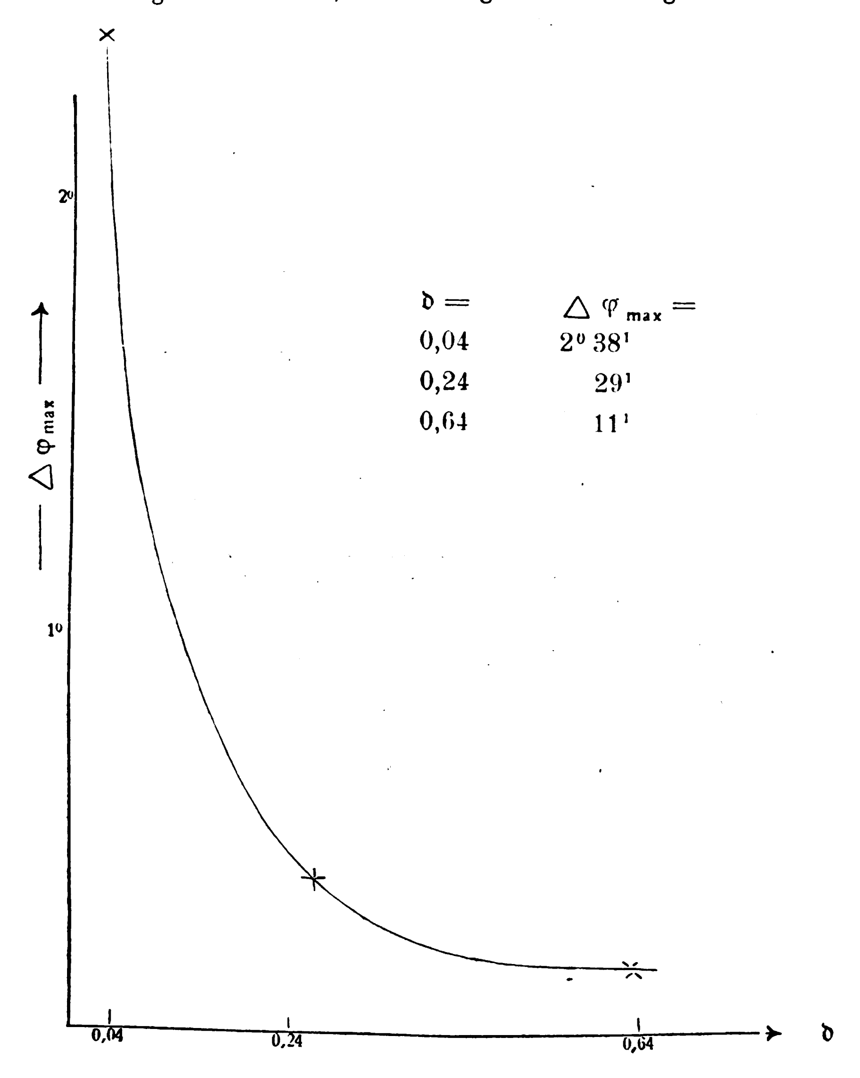
$$x = \frac{\mathfrak{d}}{2\pi}\sqrt[4]{2} = \mathfrak{d} \,.\, 0{,}18927$$

oder rund

$$x = \frac{1}{5}\mathfrak{d}$$

Dadurch erhalten wir, daß die Kurve, die den Zusammenhang zwischen Dämpfung und Optimumverstimmung gibt, eine Gerade sein muß.

Endlich muß noch erwähnt werden, daß der Wert, den $\triangle \varphi$ bei der Optimumverstimmung besitzt, mit wachsendem $\mathfrak{d}$ erst rasch, dann immer langsamer abnimmt, was die folgende Kurve zeigen will.



$\mathfrak{d} =$	$\triangle \varphi_{max} =$
0,04	2° 38'
0,24	29'
0,64	11'

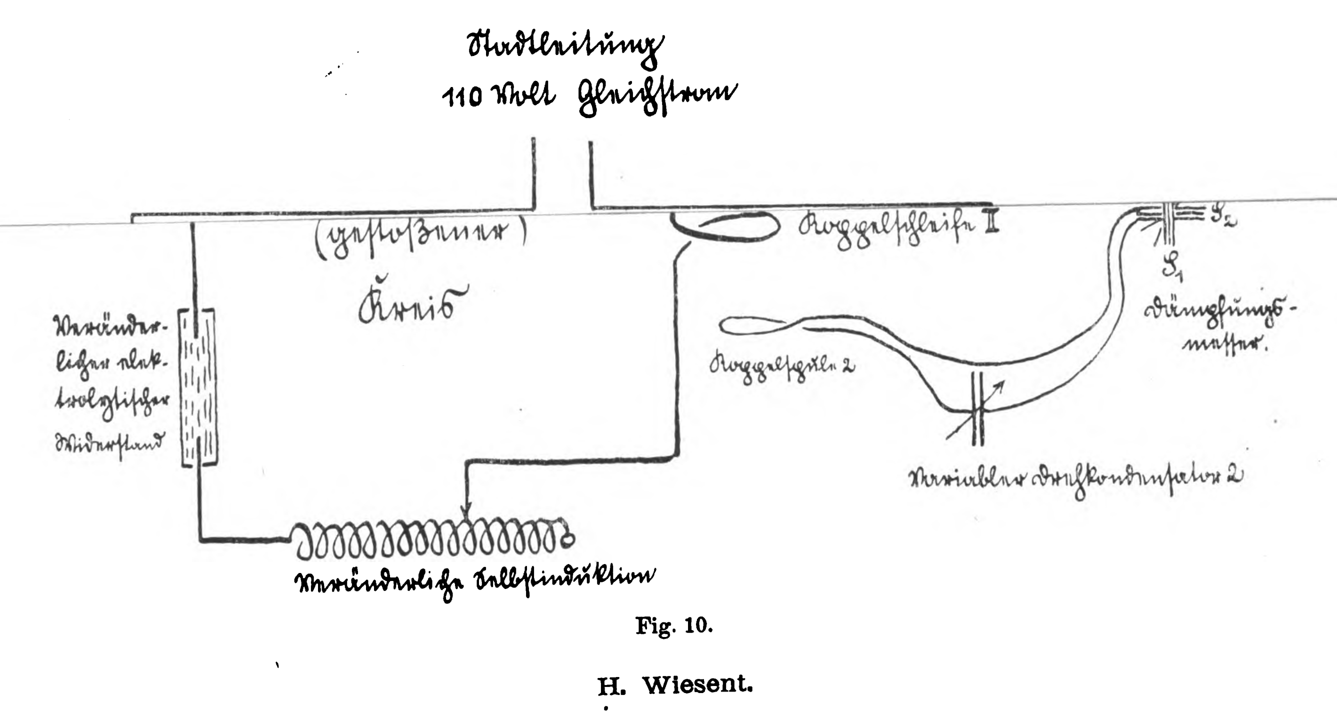


Fig. 10.

H. Wiesent.

Verlag von M. Krayn in Berlin W.

Zusammenfassung.

Es wird ein direkt zeigender Dämpfungsmesser angegeben, der gestattet, Änderungen des logarithmischen Dekrementes im Bereiche von 0,75 bis 0.04 festzustellen. Änderungen im Betrage von 0,01 sind noch erkennbar und für mittlere Werte mit einer Genauigkeit von 0,2 $^0/_0$ festzustellen. So kann man eine Anlage überwachen, ohne ihr zuviel Energie zu entziehen.

Der Dämpfungsmesser beruht darauf, daß zwei unter 45° gegeneinander geneigte, miteinander starr verbundene Kurzschlußringe, von denen der eine durch eine mit der Anlage in Resonanz befindliche Spule, der andere durch eine zu dieser senkrechte, um einen gewissen Betrag verstimmte Spule beeinflußt wird, eine Ruhelage aufsuchen.

Dabei befindet sich das Kurzschlußringsystem vollständig im indifferenten Gleichgewicht.

Bei konstant gehaltener Verstimmung ist die Ruhelage nur durch den Dämpfungswert bedingt, jedoch unabhängig von Koppelung und Frequenz.

Zu jedem Dämpfungsbereich wird ein Optimum der Verstimmung angegeben zu etwa $^1/_5$ des Betrages der Gesamtdämpfung.

Seine Wirkungsweise ist theoretisch skizziert und praktisch geprüft.

(Eingesandt 19. Oktober 1916.)

Adresse des Autors: Dr. H. Wiesent, Assistent a. d. k. Universität (Laboratorium Prof. Graetz), München.

Über die Wirkungsweise der in der drahtlosen Telegraphie benutzten Vakuumröhren mit drei Elektroden (Audion).

(Sul funzionamento dei tubi a vuoto a tre elettrodi (audion), usati nella radiotelegrafia.)

Von **G. Vallauri.**



Allgemeines über das Audion.

§ 1. Die Verwendung der Vakuumröhren in der Technik der drahtlosen Nachrichtenübermittelung nimmt beständig an Verbreitung zu. Der größte Wert dieser Geräte besteht in ihrer Fähigkeit, gleichzeitig oder für sich allein drei verschiedene Funktionen auszuüben, nämlich: 1. die eines Empfängers, indem sie die oszillatorischen Ströme in gleichgerichtete umformen; 2. die eines Verstärkers, insofern sie einen veränderlichen Strom in einen anderen umformen, der sich nach demselben Gesetze, aber mit größerer Amplitude, ändert; 3. die eines Erregers, indem sie Gleichströme in kontinuierliche oszillatorische Ströme umformen. Auf Grund dieser Eigenschaften bilden die Vakuumröhren heutzutage die vollkommenste Gruppe von Empfangsgeräten in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Auch als Sendergeräte scheinen sie dazu bestimmt zu sein, eine immer ausgedehntere Anwendung zu finden, nachdem die technischen Schwierigkeiten, die der Wirkung der Vakuumröhren für beträchtliche Leistungen noch im Wege stehen nach und nach beseitigt sein werden.

Die wertvollen Eigenschaften der in der drahtlosen Telegraphie angewandten Vakuumröhren stehen in engem Zusammenhange mit einem grundlegenden charakteristischen Merkmal, das allen Ausführungsformen gemeinsam ist. Dieses Merkmal besteht in der Verwendung von drei Elektroden, nämlich: 1. einer zum Glühen gebrachten Kathode, die zumeist aus einem von einem elektrischen Strom durchflossenen Drahte besteht; 2. einer kalten Anode, die für gewöhnlich die Gestalt eines ebenen oder zylindrischen Bleches oder einer Platte besitzt, und 3. einer Hilfselektrode, die fast immer zwischen die beiden anderen Elektroden eingeschaltet ist und die Gestalt eines Rostes oder Gitters hat, und für die Eccles[1]) zweckmäßig den Namen Regelungselektrode oder Kontrollelektrode vorgeschlagen hat.

Die Vakuumröhren mit drei Elektroden pflegt man im allgemeinen nach dem Vorschlage von de Forest mit dem Namen Audion zu bezeichnen, um ihre Detektorwirkung in Erinnerung zu bringen, während Langmuir für sie den Namen Pliotron eingeführt hat, der auf ihre Verstärkerwirkung hinweist, und während andere Verfasser den Namen Ventilröhren anwenden, der bereits für ältere Aus-

1) W. Eccles, Recent patents in radiotelegraphy and radiotelephony. The Electrician 77, 595, 1916.

führungsformen mit nur zwei Elektroden in Gebrauch ist, und durch den ihre Gleichrichterwirkung ausgedrückt werden soll.

§ 2. Vom physikalischen Gesichtspunkte aus betrachtet, gründet sich die Wirkungsweise des Audions hauptsächlich auf die Erscheinungen der thermionischen Emission und auf jene, welche den Durchgang der Elektrizität durch verdünnte Gase begleiten. Eine wertvolle Untersuchung über das Audion von diesem Gesichtspunkte aus hat Langmuir[1]) veröffentlicht.

In der Hauptsache kann man sich von der Wirkungsweise des Audions eine qualitative und grobe Vorstellung bilden, wenn man einfach den Strom betrachtet, der zwischen der Anode und dem Drahte übergeht, und dabei beachtet, daß dieser Strom durch die Spannung geregelt (oder, wie man sagt, kontrolliert) wird, die man zwischen Rost und Draht anlegt, und die man deshalb Regelungsspannung oder Kontrollspannung nennt. Der Rost wird nämlich infolge der an ihn angelegten Spannung wie ein Ventil oder ein Hahn wirken, der den Durchgang für den Strom zwischen Anode und Draht mehr oder minder weit öffnet. Diese qualitative Darstellung genügt indessen nicht, um mit ausreichender Klarheit das Verhalten des Audions in jeder einzelnen der sehr zahlreichen Schaltungsweisen zu erklären, die dafür vorgeschlagen und zum Teil angewandt worden sind. Und noch weniger genügt sie, um die Eigenschaften dieser Schaltungen vorauszusagen und miteinander zu vergleichen, und um sie zu den Charakteristiken der Audionform in Beziehung zu bringen, die man jeweils anwenden will.

Der Zweck der vorliegenden Untersuchung besteht darin, eine angenäherte analytische Darstellung von der Wirkungsweise des Audions zu geben, eine Darstellung, die dazu dienen soll, sich eine weniger unvollkommene Vorstellung, wenn auch nicht vom Wesen, so doch von der Art und Weise des Vorganges zu geben, sowie von dem Einfluß der einzelnen veränderlichen Faktoren, von den kritischen Beziehungen zwischen ihnen und von den Eigenschaften der verschiedenen angewandten oder vorgeschlagenen Schaltungsweisen in ihrem Verhältnis zueinander. Dabei soll zunächst ein Versuch einer physikalischen Theorie für die Wirkungsweise des Audions gänzlich beiseite gelassen werden.

---

1) J. Langmuir, La pura scarica elettronica e le sue applicazioni alla telegrafia ed alla telefonia senza fili. L'Elettrotecnica 2, 714, 1915.

§ 3. Das Verhalten eines Audions hängt vor allen Dingen von seinem geometrischen und physikalischen Bau ab, nämlich von der Gestalt, den Abmessungen und der gegenseitigen Anordnung der Elektroden, ferner von ihrer Natur, sowie von der Art und dem Verdünnungsgrade des in der Röhre enthaltenen Gases. Auf diesen Elementen beruhen die Unterschiede zwischen den zahlreichen Ausführungsformen der Vakuumröhren mit drei Elektroden, die heutzutage von vielen Fabriken hergestellt und in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden. Bei einem gegebenen Audion ändert sich das Verhalten seinerseits mit dem Maße des Glühens der Kathode; aber auch dieser Faktor bleibt für gewöhnlich bei gegebenen Wirkungsbedingungen konstant, so daß man ihn unberücksichtigt lassen kann, wenn man die Art und Weise, wie sich der Zustand des Audions während der Wirkung selbst ändert, zum Gegenstande der Untersuchung machen will.

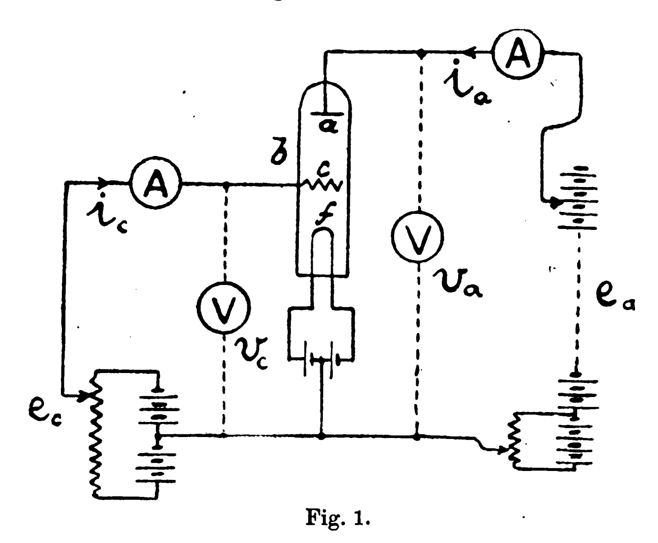


Fig. 1.

Betrachten wir beispielsweise eine Schaltung wie die in Fig. 1 dargestellte, wo *b* die Audionröhre, *a* die Anode oder das Blech, *c* die Regelungselektrode oder den Rost und *f* die glühende Kathode oder den Draht darstellt, so können wir, wie ersichtlich, im allgemeinen zwei äußere elektrische Kreise, abgesehen vom Heizkreise des Drahtes, betrachten. Von diesen beiden äußeren Kreisen ist im Falle der Fig. 1 der eine zwischen Draht und Anode, der andere zwischen Draht und Rost geschaltet. Jeden einzelnen dieser beiden Kreise könnte man durch einen

zwischen Anode und Rost geschalteten Kreis ersetzen, indem man mit Hilfe einfacher algebraischer Beziehungen von dem Ausdruck für Spannung und Stromstärke in dem betrachteten Paar von Stromkreisen zu dem entsprechenden Ausdruck für das neue Paar übergeht. Man braucht indessen nur einen der drei möglichen Fälle zu betrachten, beispielsweise den der Fig. 1. In diesem Falle enthält der rechte Kreis, der zwischen Anode und Draht eingeschaltet ist, eine regelbare anodische EMK. e_a, welche einen Strom i_a speist und eine Spannung v_a zwischen Anode und Draht aufrecht erhält. Der linke Kreis hingegen ist zwischen Rost und Draht geschaltet und erfüllt daher die Aufgabe eines Regelungskreises. Für diesen letzteren Kreis gelten die entsprechenden Definitionen von e_c, i_c und v_c. Es versteht sich, daß, damit man die beiden äußeren Kreise als einfache Kreise auffassen kann, die in der Figur dargestellten Voltmeter, die zur Messung von v_a und v_c bestimmt sind, von solcher Bauart sein müssen, daß sie keinen Strom ableiten, oder aber, man muß den durch sie abgeleiteten Strömen mittels passender Korrektionen Rechnung tragen.

Charakteristiken des Audions.

§ 4. Ist ein Paar äußerer Kreise gegeben, von denen jeder mit zweien der Elektroden des Audions verbunden ist (wie beispielsweise im Falle der Fig. 1), so besteht die Aufgabe des Audions darin, zwischen den beiden Kreisen eine Art Koppelung herzustellen, infolge derer sich zwischen den charakteristischen Veränderlichen besondere Beziehungen zeigen müssen. Dieser Veränderlichen gibt es vier, nämlich die beiden an die Elektrodenpaare angelegten Spannungen[1]) v_a und v_c und die zugehörigen zwischen ihnen fließenden Ströme i_a und i_c.

Die Möglichkeit, nach Belieben von außen her mittels einer Änderung der Kreise (beispielsweise durch Veränderung der elektromotorischen Kräfte oder der Widerstände) zwei und nur zwei dieser vier Veränderlichen zu ändern, zeigt, daß sich die Wirkung des Audions im allgemeinen analytisch mit Hilfe von zwei Gleichungen zwischen den vier Veränderlichen v_c, v_a, i_c, i_a darstellen lassen muß. Mit anderen Worten: wenn man annimmt, daß jeder der beiden äußeren Kreise

1) In Wirklicheit ändert sich das Potential längs des Drahtes infolge des Potentialabfalles, der den Durchgang des Heizstromes begleitet. Deshalb sind die Spannungen v_a und v_c als auf das mittlere Potential des Drahtes bezogen anzusehen, und die äußeren Kreise gehen deshalb bei der Schaltung der Fig. 1 vom Mittelpunkte der Heizbatterie aus.

für sich allein innerhalb der Röhre geschlossen würde, daß also das Audion nicht die oben genannte gewisse innere Koppelung herstellte, so müßte i_c eine Funktion von v_c allein und i_a eine Funktion von v_a allein sein. Die Anwesenheit des Audions erzeugt hingegen eine Wechselwirkung zwischen den beiden Kreisen und bewirkt dadurch, daß sowohl i_c als auch i_a als Funktion von v_c wie von v_a angesehen werden muß, so daß man den beiden Gleichungen zwischen den vier Veränderlichen die allgemeine Form

$$\left.\begin{aligned} i_c &= \psi(v_c,\ v_a) \\ i_a &= \chi\,(v_c,\ v_o) \end{aligned}\right\}$$

geben kann.

In Analogie zu den in allen anderen Zweigen der Elektrotechnik gebräuchlichen Bezeichnungen kann man diese Gleichungen „Charakteristische Gleichungen“ oder (nach den Begriffen der analytischen Geometrie) „Charakteristische Flächen“ für den Zustand des Audions nennen. [1])

§ 5. Für die Bestimmung der Charakteristiken kann man eine Versuchsanordnung benutzen, die dem Schaltungsplan der Fig. 1 entspricht. In dieser Anordnung kann man die EMK. e_a sich so ändern lassen, daß beispielsweise die Spannung v_a für eine ganze Versuchsreihe, unabhängig von allen Veränderungen der Stromstärke i_a, konstant bleibt. Wenn man dann e_c und somit v_c stetig ändert, so kann man die entsprechende Änderungsweise von i_c und i_a als Funktion von v_c — immer für $v_a =$ konst. — feststellen. Auf diese Weise gelangt man zur Bestimmung der beiden charakteristischen Flächen für das Audion durch zwei Kurvenscharen mit den Koordinaten (i_c, v_c) bzw. (i_a, v_a), in denen jede Kurve einem gegebenen Werte von v_a entspricht. Wir haben hier die bekannte geometrische Darstellung einer Fläche nach dem Verfahren der zerlegten Ebenen.

Ein Beispiel für diese Darstellungsweise ist für die zweite Charakteristik $i_a = \chi\,(v_c, v_a)$ in den Diagrammen der Fig. 2 gegeben, die sich auf eine Röhre beziehen, welche zu entsprechenden Versuchen benutzt

1) Die vorliegende Untersuchung war im Druck, als eine Notiz von Marius Latour (The Electrician 78, 280, 1. Dez. 1916) erschien, in der die Begriffe des § 4 in von der unserigen nicht stark abweichenden Form angedeutet sind. Aber die Behandlung, die Latour auf dieser Grundlage gegeben hat, ist ganz allgemein gehalten und stützt sich auf keinerlei konkrete und experimentelle Form der Charakteristiken, auch beschränkt sie sich allein auf den einfachen Fall des Audions als Verstärker. (Vgl. Jahrbuch 12, 288 ff., 1917.)

wurde, und die in der Figur auf das Gebiet des größten Interesses für die Anwendung begrenzt worden sind. In eben diesem Gebiete, insbesondere für $v_c < 0$, bleiben die Werte von i_c sehr klein und sind

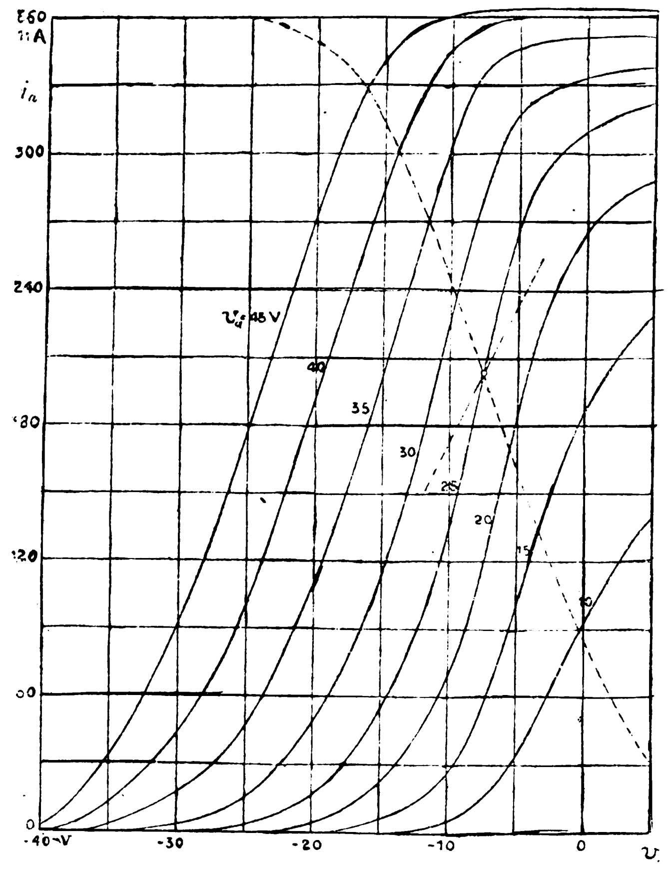


Fig. 2.

in der Mehrzahl der Fälle ohne weiteres gegenüber den Werten von i_a zu vernachlässigen. Beispielsweise bleiben in dem Audion, auf das sich die Fig. 2 bezieht, die absoluten Werte von i_c an allen Punkten, für welche $v_c < 0$ ist, kleiner als $2\,\mu A$; nur wenn die Regelungsspannung v_c positiv wird, beginnen die die Stromstärken i_c mit wachsendem v_c merklich zu wachsen, und diese Zunahme erfolgt um so

rascher, je niedriger die Anodenspannung v_a ist (s. § 21, Fig. 11). Man kann daher unter der Bedingung $v_c < 0$ die erste Charakteristik $i_c = \psi(v_c, v_a)$ zunächst angenähert durch die Gleichung

$$i_c = 0$$

ausdrücken, wobei man jede weitere Betrachtung auf den Gang der zweiten Charakteristik beschränkt, wie er beispielsweise durch die Kurvenschaar der Fig. 2 dargestellt wird.

§ 6. Durch den Umstand, daß wir $i_c = 0$ angenommen haben, erklärt sich die Rolle als „Regelungselektrode", die wir dem Rost zuerteilt haben. Wenn nämlich die Stromstärke im Roste Null ist, so ist es möglich, die Anodenstromstärke i_a ohne Energieaufwand, allein durch Änderung der Regelungsspannung v_c, zu verändern. Wir haben somit in jedem Falle einen Verstärkungsvorgang. Wollen wir außerdem die Annahme machen, daß während der Änderungen von v_c, und somit auch von i_a, die Anodenspannung v_a konstant bleibt, so brauchen wir nur eine Charakteristik mit nur zwei Veränderlichen, $i_a = f(v_c)$, zu betrachten, welche mit einer der in der Fig. 2 ausgezogen gezeichneten Charakteristiken identisch ist. Wenn diese Charakteristik einen geradlinigen Verlauf hat (wie dies annäherungsweise in der Nähe der Biegung der Fall ist), so wiederholen sich die Änderungen von v_c durch proportionale Änderungen von i_a, und wir haben dann einen reinen Verstärkungsvorgang. Wenn hingegen die Charakteristik krummlinig ist, so gibt jede periodische Veränderung von v_c im allgemeinen Anlaß entweder zu einer periodischen Änderung von i_a mit der gleichen Frequenz, aber mit deformiertem Verlauf, oder zu einer Änderung des Mittelwertes von i_a, und in dieser letzteren Wirkung besteht dann die Gleichrichterwirkung, die zu der Verstärkungswirkung hinzutritt. Diese letztere kann man dann (auf die weiter unten angegebenen Arten) benutzen, um einen Vorgang der Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen herbeizuführen, wenn man die beiden elektrischen Kreise auch außen aufeinander einwirken läßt und so die Verstärkerwirkung nutzbar macht, um die Verluste wett zu machen, welche den Durchgang eines oszillatorischen Stromes begleiten, und um somit deren Dämpfung zu vernichten.

Die folgende analytische Behandlung stellt einen ersten Versuch dar, diese qualitativen Erklärungen durch eine angenähertere Darstellung zu ersetzen, bei der jedoch auch weiterhin $i_c = 0$ angenommen, aber die Veränderlichkeit der Anodenspannung v_a während der Wirkung nicht von vornherein vernachlässigt wird.

§ 7. Einen nicht empirischen Ausdruck für die charakteristische Gleichung $i_a = \chi(v_c, v_a)$ könnte man nur aus der Theorie der Vorgänge ableiten, die im Innern des Audions verlaufen (vgl. § 2). Aber unsere Kenntnisse in dieser Hinsicht sind für diesen Zweck einstweilen unzureichend, und die Aufgabe geht überdies über den Rahmen der vorliegenden Untersuchung hinaus. Es empfiehlt sich daher, die experimentelle Kenntnis der Charakteristik $i_a = \chi(v_c, v_a)$ vorauszusetzen und aus ihr eine rein empirische analytische Darstellung abzuleiten.

Die erste und gründlichste Annäherung, auf die man verfällt, besteht darin, ein mehr oder minder ausgedehntes Stück der charakteristischen Fläche in der Umgebung eines bestimmten Punktes durch die Projektion eben dieses Stückes auf die zu der Fläche in dem betrachteten Punkte tangentiale Ebene zu ersetzen. Ein solches ersetzendes Verfahren ist um so unbedenklicher, je geringer die Krümmung der Fläche in dem jeweils betrachteten Gebiete ist. Wenn wir nun die in Fig. 2 durch Schnitte dargestellte Fläche betrachten, so sehen wir, daß ein solches der Ebene sich näherndes Gebiet besteht und verhältnismäßig ausgedehnt ist. Die Kurven haben nämlich in der Nähe der Biegung auf eine ziemliche Strecke einen praktisch geradlinigen Verlauf, und diese einzelnen geradlinigen Strecken sind ihrerseits für eine gewisse Anzahl von Kurven nahezu parallel und äquidistant.

Legen wir durch einen mittleren Punkt eben dieses Gebietes die Tangentialebene zur Fläche, und ersetzen wir diese Fläche durch sie, so erhalten wir eine lineare charakteristische Gleichung, der wir die Form

$$i_a = a\,v_c + b\,v_a + c$$

geben können.

In dieser Gleichung haben offenbar a und b die Dimension einer Leitfähigkeit und c jene einer Stromstärke.

Für den Fall des Audions, auf das sich die Fig. 2 bezieht, ist als Tangentialpunkt der in der Figur durch einen kleinen Kreis bezeichnete Punkt gewählt, der ungefähr dem Gebiete größter Neigung der Kurven $i_a = f(v_c)$ entspricht. Aus der Neigung der besonderen Kurve $i_a = f(v_c)$, die durch den betrachteten Punkt hindurchgeht, erhält man den Parameter a, und dieser ergibt sich gleich $28\,\mu A/V$ oder $\frac{1}{a} = \frac{1}{28} M\Omega$. Für die Ableitung des Parameters b kann man auf die Zeichnung des Schnittes der gegebenen Fläche mit der zur Achse v_c senkrechten und durch den betrachteten Punkt gehenden Ebene zurückgreifen. Dieser Schnitt ist in der Figur durch die ge-

strichelte Linie dargestellt, und deren Neigung in dem gewählten Punkte ist $b = 16{,}8\ \mu A/V$ (oder $\frac{1}{b} = \frac{1}{16{,}8}\ M\Omega$). Um den Parameter c zu erhalten, müssen wir nunmehr in die lineare Gleichung alle die übrigen Ausdrücke einsetzen, die bekannt sind, und dabei berücksichtigen, daß sich die Werte der Fig. 2 auf eine Versuchsanordnung beziehen, die sich von der in Fig. 1 dargestellten ein wenig dadurch unterscheidet, daß v_c und v_a am positiven Ende des Drahtes gemessen sind. Da dieser Draht während des Versuches einen Spannungsabfall von 2,8 V verzehrte, so müssen wir, wenn v_c und v_a die ihnen in der ersten Anmerkung zum § 4 beigelegte Bedeutung beibehalten sollen, die aus der Fig. 2 erhaltenen Werte für die Spannung um 1,4 V vermehren. Wir erhalten dann:

$$203{,}2 = 28(-7{,}5 + 1{,}4) + 16{,}8(25 + 1{,}4) + c\,,$$

und hieraus ergibt sich:

$$c = -69{,}5$$

und somit:

$$i_a = 28\,v_c + 16{,}8\,v_a - 69{,}5\,.$$

Natürlich kann man, so lange man in erster Annäherung die Charakteristik als eben annimmt, aus ihr wohl eine analytische Darstellung der Wirkungsweise des Audions als Verstärker und als Schwingungserzeuger ableiten, aber nicht eine solche seiner Wirkungsweise als Detektor, da ja die Gleichrichterwirkung oder die Detektorwirkung gerade auf der Krümmung der charakteristischen Fläche beruht.

§ 8. Abgesehen von der Ungenauigkeit, die dadurch hineinkommt, daß man an die Stelle der aus den Versuchen abgeleiteten charakteristischen Fläche eine empirisch bestimmte, mit ihr nicht zusammenfallende Fläche treten läßt, ist es angebracht, gleich anfangs eine andere mögliche Ursache für eine Unstimmigkeit zwischen den Ergebnissen der analytischen Behandlung und jenen des tatsächlichen Gebrauches des Audions hervorzuheben.

Wir setzen die Fläche $i_a = \chi(v_a, v_c)$ voraus als abgeleitet aus Versuchsanordnungen von der Art der in Fig. 1 dargestellten; mithin stellt jeder einzelne ihrer Punkte eine Arbeitsbedingung dar. Es ist nun nicht ausgeschlossen, daß, falls die unabhängigen Veränderlichen sich mit der Zeit beständig und rasch ändern, der Zustand des Audions, wie er beispielsweise durch den Wert von i_a als Funktion von v_c

und v_a charakterisiert wird, nicht mehr ausschließlich und eindeutig, von den Augenblickswerten dieser beiden Veränderlichen abhängt, sondern auch vom Verlauf der Änderungen, die diese vorher durchgemacht haben. Wir würden es hierbei mit einer Trägheitswirkung, oder, wenn man so sagen will, mit einer Hysteresewirkung in der Wirkung des Audions zu tun haben. Mit anderen Worten kann man in Anlehnung an die bei der Behandlung des elektrischen Lichtbogens zur Erzeugung von Schwingungen üblichen Bezeichnungsweise sagen, die statischen Charakteristiken des Audions würden von den dynamischen verschieden sein. Die Gleichungen zwischen den charakteristischen Parametern müßten in diesem Falle mittels der bereits für andere Hystereseerscheinungen eingeführten Kunstgriffe abgeändert werden, und es würde in ihnen als neue höchst wichtige Veränderliche die Zeit auftreten, was für jegliche analytische Behandlung recht beträchtliche Schwierigkeiten mit sich bringen würde.

Die experimentellen Angaben in dieser Hinsicht sind einstweilen noch recht spärlich. Die Versuche von Lindemann und Hupka[1]) über die Liebenröhre gestatten, wenigstens teilweise die Trägheitsvorgänge für solche Röhren vorauszusagen, in denen das Vakuum verhältnismäßig mäßig ist und entschieden die Erscheinung der Stoßionisation nutzbar gemacht wird. Dagegen lassen die Versuche von Langmuir[2]) und andere im Gange befindliche Untersuchungen annehmen, daß für den Fall von Röhren mit äußerster Verdünnung die Trägheitswirkungen zu vernachlässigen sind. Diese Betrachtungen zeigen indessen, wie zweckmäßig und wünschenswert es ist, die Ergebnisse der folgenden analytischen Behandlung seinerzeit einer strengen und eingehenden Nachprüfung zu unterwerfen.

Der Audionverstärker.

§ 9. Durch die Annahme, daß unter allen Arbeitsbedingungen, die wir betrachten wollen, $i_c = 0$ sei, wird der Spannungsabfall in dem außerhalb des Audions liegenden Teile des Regelungskreises null. Man kann daher in jedem Falle die Regelungsspannung v_c mit der in dem Kreise wirksamen EMK. e_c gleich setzen. Auf Grund dieser Betrachtungen und der einfachen Annahme einer ebenen Charakteristik $i_a = a v_a + b v_c + c$ kann man die Wirkungsweise des Audions sowohl

1) R. Lindemann und E. Hupka. Sul funzionamento e sulle proprietà dei tubi di Lieben. L'Elettrotecnica 2, 135, 1915. (Vgl. Jahrbuch 12, 218 ff., 1917.)

2) a. a. O. § 2.

als Verstärker wie als Erreger untersuchen. Da aber diese zweite Anwendung sich auf die erste gründet und sie umfaßt, ist es zweckmäßiger, sich auf diese zu beschränken (s. § 12ff).

Jedenfalls hängt in dem Falle des einfachen Verstärkungsvorganges (bei dem keine äußere Koppelung zwischen den beiden Kreisen vorhanden ist, § 6), die Beziehung zwischen der in dem Regelungskreise wirksamen EMK. e_c und der Anodenstromstärke i_c außer von der Charakteristik des Audions auch von den Eigenschaften des Anodenkreises ab. Wenn dieser beispielsweise eine konstante EMK. E_a enthält, und man annehmen kann, daß sich alle Ursachen für einen Spannungsabfall wie ein einfacher Ohmscher Widerstand R (s. Fig. 3) verhalten, so erhält man:

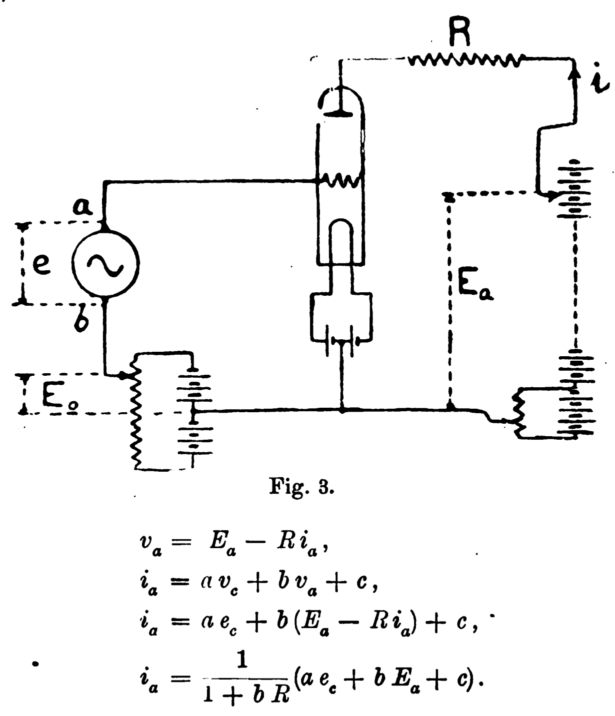


Fig. 3.

$$v_a = E_a - R i_a,$$
$$i_a = a v_c + b v_a + c,$$
$$i_a = a e_c + b(E_a - R i_a) + c,$$
$$i_a = \frac{1}{1 + b R}(a e_c + b E_a + c).$$

Wenn nun e_c einen konstanten Teil E_0 und einen periodisch mit dem Mittelwerte Null veränderlichen Teil e enthält, also $e_c = E_0 + e$ ist, so wird auch i_a aus einem konstanten Teile I_0 und einem veränderlichen Teile i gebildet. Setzen wir nämlich:

$$I_0 = a E_0 + b(E_o - R I_0) + e$$

oder

$$I_0 + \frac{1}{1 + b\,R}(n\,E_0 + b\,E_a + c),$$

so erhalten wir durch Substitution:

$$i_a = I_0 + \frac{a\,e}{1 + b R} = I_0 + i,$$

wo

$$i = \frac{a}{1 + b\,R}\,e$$

ist.

Was nun die veränderlichen Teile e und i angeht, so sehen wir also, daß ihre Werte in jedem Augenblicke einander proportional sind, und der Verstärkungsvorgang ist somit ein vollkommener.

Nehmen wir das Verhältnis $\frac{i}{e} = \frac{a}{1 + b\,R}$ als Index für das Verstärkungsvermögen, so sehen wir, daß unter dem Gesichtspunkte der Zweckmäßigkeit des Audions es sich empfiehlt, daß a groß und b klein ist, daß also die ausgezogenen Linien in Fig. 2 möglichst steil und möglichst dicht beieinander verlaufen.

§ 10. Wenn wir im Anodenkreise außer dem Ohmschen Widerstande R noch eine Selbstinduktion L betrachten müssen, so erhalten wir unter Verwendung derselben Bezeichnungen wie zuvor:

$$i_a = a\,e_c + b\left(E_a - R\,i_a - L\frac{d\,i_a}{d\,t}\right) + c\,,$$

$$I_0 = a\,E_0 + b\,(E_a - R\,I_0) + c,$$

$$i = i_a - I_0 = a\,e - b\left(R\,i + L\frac{d\,i}{d\,t}\right).$$

Aus dieser Beziehung wird ersichtlich, daß, wenn man b und L nicht gleich Null setzen kann, die Voraussetzung der ebenen Charakteristik für die Gewährleistung einer vollkommenen Verstärkerwirkung nicht ausreicht. Die veränderlichen Teile von e_c und i_a, also e und i, sind nämlich nicht mehr miteinander in Phase, und im allgemeinen Falle eines nicht einfach sinusförmigen e sind die Amplituden- und Phasenverhältnisse der einzelnen Oberschwingungen eine Funktion der zugehörigen Frequenzen.

Es ist weiter leicht ersichtlich, daß im Falle $L = 0$ (§ 9) der Kreislauf der Veränderung des Zustandes des Audions in seiner cha-

rakteristischen Ebene sich auf einen Abschnitt einer Geraden reduziert, die durch den mittleren Punkt $(E_0, I_0, E_a - R I_0)$ geht, und deren Projektion auf die Ebene der Fig. 2 eine Neigung $\frac{a}{1 + b R}$ hat. Die Tatsache verdient hervorgehoben zu werden, daß, da a und b immer positiv sind, diese Neigung immer kleiner ist als a, also kleiner als die Neigung der in Fig. 2 ausgezogen gezeichneten Kurven $i_a = f(v_c)$. Also verschiebt sich die Projektion des Punktes, der den Zustand des Audions darstellt, nicht auf der Tangente an eine dieser Kurven, sondern in einer minder stark geneigten Richtung, wie beispielsweise in der Richtung der in derselben Figur gestrichelt und punktiert gezeichneten Geraden. In dem weiteren Falle, daß L von Null verschieden ist, ist der geschlossene Kreislauf, den der darstellende Punkt beschreibt, nicht mehr ein Segment, sondern er schließt eine endliche Fläche ein.

Damit es zulässig sei, $L = 0$ oder gar $b = 0$ zu setzen, muß das Produkt $b \omega L$ (wo $\omega = 2 \pi f$ = Pulsation des als einfach sinusförmig vorausgesetzten e ist) bzw. müssen die Produkte $b R$ und $b \omega L$ gegenüber Eins zu vernachlässigen sein. Damit sie beispielsweise in dem zahlenmäßigen Falle der Fig. 2 nicht größer als $1/100$ werden, dürfen R und ωL nicht größer werden als $\frac{1}{100} \cdot \frac{1}{b} = \frac{1}{100 \times 16{,}8} \, M\Omega$ $= 595 \, \Omega$.

In ähnlicher Weise könnte man den Fall einer in den Anodenkreis in Reihe geschalteten Kapazität betrachten; aber dieser Fall würde keinerlei Berührungspunkt mit der praktischen Wirklichkeit haben, weil $I_0 = 0$ sein müßte. Nun kann der resultierende Anodenstrom $i_a = I_0 + i$ keine negativen Werte annehmen, und mithin muß I_0 nicht nur positiv, sondern auch kleiner als die Höchstamplitude von i sein. Die Behandlung ließe sich hingegen auf kompliziertere Schaltungen ausdehnen, bei denen beispielsweise die beiden Kreise in parallele Zweige unterteilt wären, wie in dem Schaltungsplan der Fig. 4. die mit einigen Vereinfachungen eine typische Anordnung für die Verwendung des Audions als Verstärker beim Empfang drahtloser telegraphischer Signale mit gedämpften Wellen darstellt. Beispiele ähnlicher Kreise sollen weiter unten (§ 13 ff.) bei der Behandlung der Arbeitsweise des Audions als Erreger untersucht werden.

§ 11. Es muß angemerkt werden, daß unter dem Gesichtspunkte der dabei mitspielenden elektrischen Energie unsere Zu-

grundelegung des Verhältnisses $\frac{a}{1+bR}$, welches die Dimension Null hat, als Maß für die Verstärkung im Falle der Fig. 3 nicht vollkommen streng erscheint. Es ist aber leicht ersichtlich, daß infolge der vereinfachenden Annahme $i_c = 0$ das als Verhältnis zwischen der Nutzleistung (für welche man vernunftgemäß den Ausdruck $P_u = \frac{i}{T}\int_0^T R\,i^2\,dt$ annehmen kann) und der (von der in Fig. 3 zwischen a und b liegenden Wechselstromquelle gelieferten) Primärleistung definierte Verstärkungsvermögen unbestimmt ist, da nach der Voraussetzung die letztere Null ist, während die erstere endlich ist. Berücksichtigt man indessen die Verluste, die sich geltend machen, wenn man im Regelungskreise die periodische EMK. e aufrecht erhalten will, so kann man auch unter Beibehaltung der gemachten vereinfachenden Annahmen das Verstärkungsverhältnis definieren und

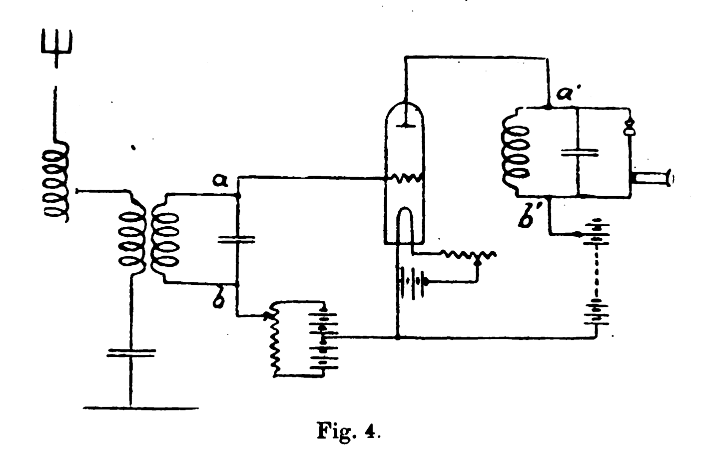


Fig. 4.

berechnen. Beispielsweise könnte man im Falle der in Fig. 4 dargestellten Empfangsanlage als Verstärkungsverhältnis das Verhältnis zwischen der Energie annehmen, die an den Kreis Empfänger-Telefon abgegeben wird, wenn dieser zwischen a' und b' geschaltet ist, und jener, die diesen Kreis aufnehmen würde, wenn man ihn unter Ausschaltung des Audions zwischen a und b legen würde.

Des weiteren wird, da die im Regelungskreise auftretende Energie Null ist, die Nutzleistung, die beispielsweise in dem einfachen Falle

der Fig. 3 durch $P_u = \frac{1}{T}\int_0^T R i^2 dt$ dargestellt ist, vollständig von der Quelle der EMK. E_a erzeugt, die eine Gesamtleistung $P_t = E_a I_a$ liefert. Man kann übrigens durch Übereinkunft als **Ausbeute** des **Audionverstärkers** das Verhältnis $\frac{P_u}{P_t}$ definieren, bei welchem man von der Energie absieht, die bestimmt ist, den Draht glühend zu erhalten. Im Falle der Fig. 3 und unter der Annahme, daß e und i einfach sinusförmig seien und die Effektivwerte E und I haben, erhält man $\frac{P_u}{P_t} = \frac{R I^2}{E_a I_0}$, und wenn man den Grenzfall der Höchstamplitude von i oder $\sqrt{2}\, I = I_0$ annimmt, so erhält man $\frac{P_u}{P_t} = \frac{1}{2} \times \frac{R I_0}{E_a}$. In dem in Fig. 2 angezeichneten Punkte würde für $R = 1000\ \Omega$, $R = 10000\ \Omega$ und $R = 100000\ \Omega$ diese Grenzausbeute 0,4 v. H. bzw. 3,6 v. H. und 22 v. H. betragen.

Der Audionerreger mit magnetischer Koppelung.

§ 12. Die Wirkungsweise des Audions als Erreger beruht (vgl. § 6) auf einer äußeren Koppelung der beiden Kreise, welche es gestattet, die verstärkende Wirkung zu dem Zwecke nutzbar zu machen, die Ursachen der Dämpfung in einem Schwingungskreise aufzuheben.

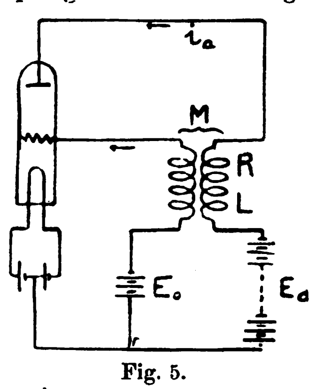


Fig. 5.

Ehe wir diesen Fall behandeln, bietet es einiges Interesse, die Wirkungen der einfachen magnetischen Koppelung zwischen den beiden Kreisen für den Fall zu untersuchen, daß sie keine Kapazität enthalten und somit aperiodisch werden. Das ist der Fall, der in Fig. 5 dar-

gestellten Schaltungsweise. Für diesen Fall haben wir auf Grund der gemachten Voraussetzungen vor allen die charakteristische Gleichung

$$i_a = a v_c + b v_a + c,$$

alsdann die Gleichung für den Rostkreis ($i_c = 0$):

$$v_c = E_0 - M \frac{d i_a}{d t},$$

und endlich die Gleichung für den Anodenkreis:

$$v_a = E_a - R i_a - L \frac{d i_a}{d t}.$$

Es empfiehlt sich die Bemerkung, daß durch die Art und Weise. wie die Gleichungen für den Fall der Fig. 5 aufgestellt worden sind, das Vorzeichen des Koeffizienten der gegenseitigen Induktion M bestimmt wird. Es ist positiv, wenn die verketteten Flüsse, die je Produkte zweier Ströme sind, deren Richtungen durch die Pfeile bezeichnet werden, gleichlaufend sind; es ist negativ, wenn sie einander entgegengesetzt sind.

Das System der soeben aufgestellten drei Gleichungen verbindet die drei Unbekannten v_c, v_a und i_a miteinander, die mit der Zeit veränderlich sind. Wenn wir nun die beiden ersten dieser Unbekannten eliminieren, wenn wir also die zweite und die dritte Gleichung in die erste einsetzen, so erhalten wir

$$(b L + a M) \frac{d i_a}{d t} + (1 + b R) i_a - (a E_0 + b E_a + c) = 0.$$

Und wenn wir uns nun (s. § 9) des Ausdrucks für die Stromstärke I_0 erinnern (die im tatsächlichen Falle mit der Stromstärke zusammenfällt, die wir beim Betriebe ohne Koppelung erhalten würden, also für $M = 0$), nämlich des Ausdrucks

$$I_0 = \frac{1}{1 + b R} (a E_0 + b E_a + c),$$

$$i_a = I_0 + i,$$

so haben wir

$$(b L + a M) \frac{d i}{d t} + (1 + b R) i = 0$$

Integrieren wir diese Gleichung, und nehmen wir an, daß im Anfangsmomente der Anodenstrom geschlossen werde, daß also für $t = 0 : i_a = 0$ und somit $i = - I_0$ sei, so haben wir:

$$i_a = I_0 \left(1 - e^{-\frac{1 + b R}{b L + a M} t}\right).$$

Wenn wir beachten, daß a, b, L und R wesentlich positive Parameter sind, so geht aus diesem Ausdruck hervor: 1. für $M > -\frac{b}{a} L$ strebt die Stromstärke i_a asymptotisch dem Betriebswerte I_0 zu, und zwar um so rascher, je kleiner M ist; — 2. für den Grenzfall $M = -\frac{b}{a} L$ und unter der Annahme, daß M dem Werte $-\frac{b}{a} L$ zustrebt, stellt sich für abnehmende Werte die Betriebsstromstärke I_0 in einer unendlich kurzen Zeit ein und bleibt danach konstant, — 3. für $M < -\frac{b}{a} L$ ist die Stromstärke negativ und nimmt unbegrenzt zu

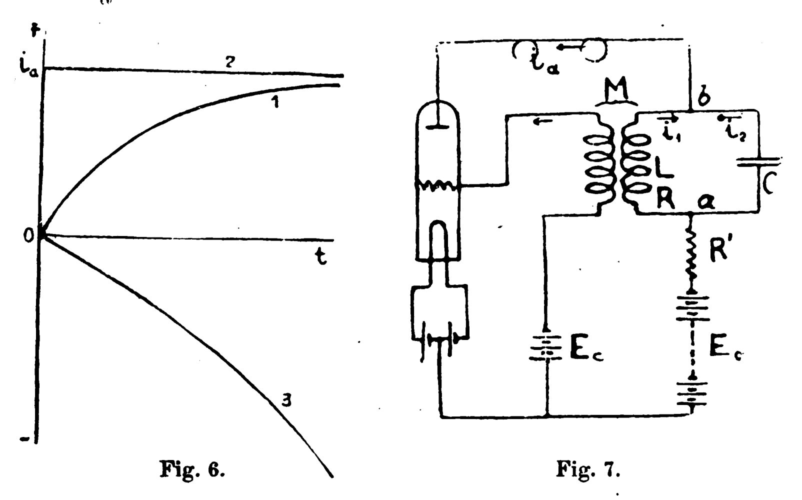


Fig. 6. Fig. 7.

(s. Fig. 6). Das Widersinnige dieser letzten Folgerung zeigt nur die physikalische Unmöglichkeit, daß die Ersetzung der tatsächlichen charakteristischen Fläche durch eine Ebene außerhalb eines begrenzten Gebietes gültig sein kann.

Setzen wir den Ausdruck für i_a in die beiden anderen Ausgangsgleichungen ein, so leiten wir die Art und Weise der Änderung von v_e und v_a ab, und wenn wir die Zeit eliminieren, so können wir den Vorgang daraus ableiten, indem wir den Punkt, der den Zustand des Audions darstellt, auf der charakteristischen Ebene verschieben.

§ 13. Wir kommen nunmehr zur Untersuchung der Wirkungsweise des Audions als eines Erregers kontinuierlicher Schwingungen.

Da empfiehlt es sich, auf ein typisches Beispiel wie das der Fig. 7 Bezug zu nehmen. Erinnern wir uns der wiederholt gemachten Voraussetzungen, und bedienen wir uns der in der Figur angegebenen Bezeichnungen, so können wir die folgenden Gleichungen aufstellen, in denen v die Potentialdifferenz des Punktes a gegen den Punkt b bezeichnet:

$$\left.\begin{aligned}
& i_a = a\,v_c = b\,v_a + c\,, \\
& v - R\,i_1 - L\frac{d\,i_1}{d\,t} = 0\,, \\
& v - \frac{1}{C}\int i^2\,d\,t = 0\,, \\
& i_a = i_1 + i_2\,, \\
& v_c = E_0 - M\frac{d\,i_1}{d\,t}\,, \\
& v_a = E_a - R'\,i_a - v\,.
\end{aligned}\right\}$$

Dieses System von 6 Gleichungen gestattet, die 6 Veränderlichen i_1, i_2, i_a, v_c, v_a, v als Funktionen der Zeit zu bestimmen. Nachdem man einmal die dritte Gleichung abgeleitet hat, kann man i_2 in die vierte einsetzen, und aus ihr und ihrer Ableitung erhält man dann i_1 und $\frac{d\,i_1}{d\,t}$, um diese in die zweite und in die fünfte einzusetzen und so zu einem System von 4 Gleichungen zwischen i_a, v_c, v_a, v überzugehen, nämlich:

$$\left.\begin{aligned}
& i_a = a\,v_c + b\,v_a + c\,, \\
& L\,C\frac{d^2 v}{d\,t^2} + R\,C\frac{d\,v}{d\,t} + v = L\frac{d\,i_a}{d\,t} + R\,i_a\,, \\
& v_c = E_0 - M\frac{d\,i_a}{d\,t} + M\,C\frac{d^2 v}{d\,t^2}\,, \\
& v_a = E_a - R'\,i_a - v\,.
\end{aligned}\right\}$$

Setzt man die durch die dritte und vierte Gleichung gegebenen Werte für v_c und v_a in die erste Gleichung ein, so erhält man ein System von zwei Gleichungen zwischen i_a und v, nämlich:

$$\left.\begin{aligned}
& v + R\,C\frac{d\,v}{d\,t} + L\,C\frac{d^2 v}{d\,t^2} = R\,i_a + L\frac{d\,i_a}{d\,t} \\
& [1 + b(R + R')]\,I_0 - b\,v + a\,M\,C\frac{d^2 v}{d\,t^2} = (1 + b\,R')\,i_a + a\,M\frac{d\,i_a}{d\,t}
\end{aligned}\right|$$

In die zweite dieser Gleichungen haben wir, wie in den vorausgegangenen Paragraphen, die Größe I_0 eingeführt. Diese stellt den konstanten Wert dar, den im Betriebe die Stromstärke i_a für den Fall $M = 0$ annehmen würde und unterliegt somit der Beziehung:

$$I_0 = a E_0 = b [E_a - (R + R') I_0] + c .$$

Eliminieren wir aus den beiden letzten Gleichungen einmal $\frac{d i_a}{d t}$ und einmal i_a, so erhalten wir zwei neue Gleichungen, in denen nur i_a bzw. $\frac{d i_a}{d t}$ vorkommen. Lösen wir die erstere dieser Gleichungen auf, und setzen $\frac{d i_a}{d t}$ in die zweite ein, so erhalten wir eine Endgleichung, in der nur v als Funktion von t vorkommt. Diese Endgleichung ist eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung, und zwar eine vollständige und nicht homogene mit konstanten Koeffizienten; sie hat mithin die Form:

$$\alpha \frac{d^2 v}{d t^2} + \beta \frac{d v}{d t} + \gamma v = \varepsilon ,$$

wo

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= (1 + b R') L C \\ \beta &= a M + b L + (1 + b R') R C \\ \gamma &= 1 + b (R + R') \\ \varepsilon &= [1 + b (R + R')] R I_0 \end{aligned}\right\}$$

ist.

Da alle auf den rechten Seiten dieser Ausdrücke erscheinenden Parameter positiv sind, mit Ausnahme von M, das auch negativ sein kann, so sind α, β und ε sicherlich positiv.

Setzen wir $v = V_0 + v_1$ und $V_0 = \frac{\varepsilon}{\gamma} = R I_0$, so erhalten wir das allgemeine Integral

$$v_1 = e^{-\frac{\beta}{2\alpha} t} \left(A e^{t \sqrt{\frac{\beta^2}{4\alpha^2} - \frac{\gamma}{\alpha}}} + B e^{-t \sqrt{\frac{\beta^2}{4\alpha^2} - \frac{\gamma}{\alpha}}} \right) .$$

§ 14. Damit der Vorgang periodisch verlaufe, muß vor allen Dingen die Wurzel imaginär sein, also

$$\frac{\gamma}{\alpha} > \frac{\beta^2}{4 \alpha^2} .$$

Damit ferner der periodische Vorgang nicht gedämpft sei oder nicht unbegrenzt wachse, sondern einem Schwingungszustande mit konstanter Amplitude zustrebe, muß der Exponentialfaktor konstant sein, also

$$\frac{\beta}{2\alpha} = 0 \quad \text{oder} \quad \beta = 0 .$$

Diese zweite Bedingung schließt auch die erste in sich und ist gleichwertig mit der folgenden:

$$M = -\frac{bL + (1 + bR')RC}{a} .$$

Die analytische Behandlung lehrt uns somit, daß man, um kontinuierliche Schwingungen zu erhalten, eine besondere Koppelung zwischen den beiden Kreisen herstellen muß, bei welcher der Koeffizient der gegenseitigen Induktion negativ ist und den durch den soeben abgeleiteten Ausdruck gegebenen Wert hat. Entfernt man sich von diesem kritischen Werte für M nach kleineren absoluten Werten hin, so ist der Vorgang anfänglich periodisch, aber die Schwingung ist gedämpft, wobei für höhere Werte die Schwingung unbegrenzt an Amplitude zuzunehmen strebt. Entfernt man sich mehr und mehr von dem kritischen Werte der Koppelung, so gelangt man schließlich zu Bedingungen, unter denen die Wurzel reell und der Vorgang aperiodisch wird mit einem Endzustande von endlicher und unendlicher Amplitude, je nach dem Werte von M.

Es liegt auf der Hand, daß die Fälle, in denen die Amplitude unbegrenzt zu wachsen strebt, in Wirklichkeit nicht eintreten können, weil dem der Umstand entgegensteht, daß Ursachen mitspielen, die wir in der vorliegenden Theorie vernachlässigt haben. Vergrößert man nämlich die Änderungen der einzelnen Parameter mehr und mehr, so muß der Zustand des Audions den Bereich verlassen, in welchem die Charakteristik $i_a = \chi(v_c, v_a)$ als eben angenommen werden und die Stromstärke i_c vernachlässigt werden kann. Es ist sonach zu erwarten, daß wir, wenn wir von einer negativen ganz schwachen Koppelung ausgehen und diese nach und nach in ihrem absoluten Werte wachsen lassen, zunächst zu einer kritischen Bedingung gelangen, bei welcher die Schwingungen einsetzen, und daß jenseits dieser Bedingung neue Betriebsbedingungen möglich sind, bei denen die Amplitude der kontinuierlichen Schwingung eine Funktion der Koppelung ist. Die vorliegende Theorie gestattet nicht, diese Funktion vorauszusagen, aber die Ergebnisse, zu denen sie führt, bieten bereits erhebliches Interesse

im Hinblick auf die kritische Bedingung, zu der man gelangen muß, damit die Schwingungen einsetzen können.

§ 15. Betrachten wir die Bedingung, der M genügen muß, so sehen wir, daß vom Gesichtspunkte der Eigenschaften des Audions die erforderliche Koppelung um so schwächer ist, die Schwingungen also um so leichter einsetzen, je größer a und je kleiner b ist, d. h. je schneller sich die Anodenstromstärke als Funktion der Regelungsspannung ändert, und je langsamer sie sich mit der Anodenspannung ändert. Das stimmt mit der bereits (§ 9) abgeleiteten Bedingung für den Audionverstärker überein.

Hinsichtlich der Charakteristiken des Kreises, in dem man die Schwingung unterhalten will, ergibt sich, daß $|M|$ um so kleiner ist, je kleiner L, C und R sind, sofern man annimmt, daß die Änderungen von L, von C und von R einzeln für sich betrachtet werden können. In Wirklichkeit ist es indessen vernünftiger, auf den Koppelungskoefizienten $k = \frac{|M|}{\sqrt{L L_c}}$ Bezug zu nehmen (wo L_c die Selbstinduktion im Regelungskreise ist), und nicht auf M, und außerdem anzunehmen, daß sich R mit L und mit C ändert, beispielsweise so, daß dadurch im Schwingungskreise ein bestimmtes logarithmisches Dekrement δ entsteht. Man erhält dann:

$$k = \frac{\pi b \sqrt{L} + (1 + b R') \delta \sqrt{c}}{\pi a \sqrt{L_c}} .$$

Wir nehmen an, es seien außer a und b auch δ, R' und L_c und die Periode $\omega' = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ des Schwingungskreises gegeben. Dann ergibt sich, daß k einen Mindestwert hat, wenn

$$\frac{L}{C} = \left(\frac{(1 + b R') \delta}{b}\right)^2$$

ist, ein Fall, in dem der Ausdruck für k

$$k = \frac{2}{a} \sqrt{\frac{(1 + b R') b \delta}{\pi \omega' L_c}}$$

wird.

Diese Beziehungen zeigen u. a., daß unter sonst gleichen Bedingungen die Schwingungen um so leichter eintreten, je mehr das Verhältnis $\frac{L}{C}$ einem günstigsten Werte nahe

kommt, je kleiner das Dekrement, und je größer die Eigenfrequenz des Schwingungskreises ist.

Auf Grund der mehrfach erwähnten zahlenmäßigen Versuchsbedingungen erhält man: $a = 28 \cdot 10^{-6}$, $b = 16{,}8 \cdot 10^{-6}$, und wenn wir beispielsweise $R' = 10000\,\Omega$, $\delta = 0{,}04$ annehmen, so ergibt sich: $\frac{L}{C} = 7{,}84 \cdot 10^5$. Für $LC = 4 \cdot 10^{-12}$, oder $\omega' = 5 \cdot 10^5$ (Wellenlänge $\lambda' = 3770$ m), erhalten wir: $L = 1770\,\mu H$, $C = 0{,}00226\,\mu F$, $R = 11{,}3\,\Omega$, $M = -2125\,\mu H$. Unter der Annahme, daß die Schwingungen bei einer Koppelung $k = 50\,\%$ einsetzen sollen, muß $L_c = 10200\,\mu H$ sein. Alle diese Werte lassen sich in der Praxis leicht verwirklichen.

§ 16. Setzen wir nun die kritische Bedingung $\beta = 0$, die für die Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen notwendig ist, als erfüllt voraus, so können wir dem Ausdruck für v_1 die Gestalt

$$v_1 = A_1 \cos \omega t + B_1 \cos \omega t$$

geben, wo

$$\omega = \sqrt{\frac{\gamma}{\alpha}} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \cdot \sqrt{\frac{1 + b(R + R')}{1 + bR'}} = \omega' \sqrt{\frac{1 + b(R + R')}{1 + bR'}}$$

ist.

Aus diesen Beziehungen geht hervor, daß die erzeugten Schwingungen sinusförmig sind, und daß die Effektivfrequenz der Eigenfrequenz des Schwingungskreises etwas überlegen ist. Die als Beispiel gewählten Zahlenwerte lehren indessen, daß dieser Unterschied tatsächlich zu vernachlässigen ist (er ist in dem betrachteten Falle ungefähr 1/10000).

Wir wollen als Anfangszustand[1]) den Zustand annehmen, daß der Anodenkreis unterbrochen ist, daß also für $t = 0$: $v + 0$, $i_a = i_1 = i_2 = 0$, $v_c = E_0$ (und somit $v_a = -\frac{1}{b}[aE_0 + c]$) sei. Dann erhalten wir: $A_1 = RI_0$ $B_1 = 0$, und mithin:

$$v = RI_0(1 - \cos \omega t),$$

1) Nimmt man als Anfangszustand den an, wo der Anodenkreis geschlossen ist und die negative Koppelung bis zur Erreichung des kritischen Wertes verstärkt wird, so begegnet man bei der Bestimmung der Konstanten einigen analytischen Schwierigkeiten, auf die einzugehen hier erübrigt.

und hieraus folgt:

$$i_2 = C\frac{dv}{dt} = \omega\, C R I_0 \sin \omega t .$$

Den Ausdruck für i_1 erhalten wir durch Integration der zweiten Gleichung des ursprünglichen Systems (vgl. § 13):

$$L\frac{d i_1}{d t} + R i_1 = R I_0 (1 - \cos \omega t);$$

unter Berücksichtigung der Grenzbedingungen erhält man also:

$$i_1 = I_0 \left[1 - \cos\varphi \cos(\omega t - \varphi) - \sin^2\varphi \cdot e^{-\frac{R}{L}t}\right].$$

In diesem Ausdruck und in den folgenden ist φ durch die übliche Beziehung $\operatorname{tang}\varphi = \frac{\omega L}{R}$ definiert. Wir sehen, daß das letzte Glied von i_1 ein vergängliches ist und im Dauerzustande (für $t = \infty$) verschwindet. Durch Addition der beiden Komponenten i_1 und i_2 erhalten wir den Anodenstrom

$$i_a = I_0 \left[1 - \cos\varphi \cos(\omega t - \varphi) + \omega\, C R \sin \omega t - \sin^2\varphi \cdot e^{-\frac{R}{L}t}\right],$$

der außer einem vergänglichen Gliede einen konstanten Teil gleich jenem enthält, den man beim Dauerzustande erhält, wenn die Schwingungen nicht auftreten, sowie einen nach einem Sinusgesetze veränderlichen Teil. Die Regelungsspannung ihrerseits ergibt sich zu

$$v_c = E_0 - M\frac{d i_1}{d t} = E_0 - \omega M I_0 \cos\varphi \sin(\omega t - \varphi) +$$
$$+ R\frac{M}{L} I_0 \sin^2\varphi \cdot e^{-\frac{R}{L}t}.$$

Es bestätigt sich, daß zur Zeit $t = 0$: $\frac{d i_1}{d t} = 0$ und somit $v_c = E_0$ wird. Schließlich erhalten wir für die Anodenspannung:

$$v_a = E_a - v - R' i_a = V_0 + I_0 \Big[R \cos \omega t + R' \cos\varphi \cos(\omega t - \varphi) -$$
$$- \omega\, C R R' \sin \omega t + R' \sin^2\varphi \cdot e^{-\frac{R}{L}t}\Big],$$

wo $V_0 = E_a - (R + R') I_0$ die Anodenspannung ist, die man im Dauerzustande erhält, wenn die Schwingungen nicht auftreten. Für $t = 0$ liefert der Ausdruck für v_a den Wert E_a, d. h. im Augenblicke $t = 0$

des Schlusses des Kreises erleidet die Anodenspannung einen Sprung von $-\frac{1}{b}(a\,E_0 + c)$ auf E_a.

§ 17. Während des Betriebes mit kontinuierlichen Schwingungen beschreibt der Punkt, welcher den Zustand des Audions kennzeichnet, auf der charakteristischen Ebene $i_a = a\,v_c + b\,v_a + c$ eine Ellipse, deren Mittelpunkt die Koordinaten I_0, E_0, V_0 hat. Ihre Projektionen auf die drei Koordinatenebenen sind mithin weitere Ellipsen, und der Drehungssinn, in welchem die Bewegung des Punktes erfolgt, wird durch den Umstand bestimmt, daß sich der Punkt in der Ebene $v_c\,i_a$ (wenn diese so gesehen wird wie in Fig. 2) auf der Ellipse im Sinne einer negativen Drehung verschiebt.

Greifen wir wieder auf das schon erwähnte Zahlenbeispiel zurück, in welchem $I_0 = 203{,}2 \cdot 10^{-6}$, $E_c = 6{,}1$, $V_0 = 26{,}4$, $R' = 10000$, $R = 11{,}3$, $L = 1770 \cdot 10^{-6}$, $C = 0{,}00226 \cdot 10^{-6}$, $\omega = \omega' = 5 \cdot 10^5$, $M = -2125 \cdot 10^{-6}$, $E_a = 28{,}4$ ist, so erhalten wir:

$$v = 2{,}29 \cdot 10^{-3}(1 - \cos\omega\,t),$$

$$i_2 = 2{,}59 \cdot 10^{-6} \sin\omega\,t,$$

$$i_1 = 203{,}2 \cdot 10^{-6}\left[1 - 0{,}0128\cos\left(\omega\,t - 0{,}9915\,\frac{\pi}{z}\right) - e^{-6380\,t}\right]$$

und entsprechende Werte für i_a, v_c, v_a. Es zeigt sich, daß die Amplitude der oszillatorischen Spannung am Kondensator 2,29 mV und jene der oszillatorischen Stromstärke im Kreise (L, C) gleich 2,59 μA oder etwa gleich 1,3 v. H. der mittleren Anodenstromstärke I_0 ist. Die Amplitude der Änderungen der Stromstärke i_a ist noch viel kleiner und gleich 0,0331 μA; die Amplitude der Änderungen von v_0 ist 2,75 mV, und die Phasendifferenz zwischen diesen beiden Änderungen ist von der Größenordnung 1^0. Die Ellipse ist demnach sehr langgestreckt und kann beinahe mit einer Strecke einer Geraden vertauscht werden. Es ist aber bemerkenswert (ebenso, wie wir es beim Audionverstärker, § 10, gefunden haben), daß die Projektion dieser Strecke auf die Ebene der Fig. 2 nicht mit der Richtung der Charakteristiken $i_a = f(v_c)$ zusammenfällt, sondern eine geringere Neigung hat (die in Fig. 2 durch eine Punktstrich-Gerade angegeben ist). Den Beweis hierfür erhält man durch Berechnung des veränderlichen Teiles der Anodenspannung v_a im Betriebszustande, und zwar findet man, daß v_a praktisch entgegengesetzte Phase hat wie v_c und wie i_a und, in dem betrachteten Zahlenbeispiel, eine Amplitude von 2,62 mV besitzt. Daraus

folgt, daß beim Betriebe des Audions als Stromerzeuger der Anodenstrom und die Regelungsspannung sich sehr angenähert in gleicher Phase ändern, während die Anodenspannung sich in entgegengesetzter Phase ändert.

§ 18. Was die dabei mitspielenden Energiemengen, und somit auch die Ausbeute, anlangt, so geht vor allen Dingen hervor, daß die von der konstanten EMK. E_a entwickelte Energiemenge immer $E_a I_0$ ist, mögen nun die Schwingungen entstehen oder nicht. Daraus folgt, daß für ein gegebenes Wertepaar E_0 und E_a der konstanten EMKK. die gesamte von dem System absorbierte Energiemenge dieselbe ist, einerlei ob das Audion als Erzeuger wirkt, oder ob es unwirksam bleibt. Da nun, wenn das Audion schwingt, die durch den Jouleeffekt in den Kreisen verzehrte Energie größer ist, muß die in der Röhre verzehrte Energie $v_a i_a$ kleiner sein. Wir sehen also, daß die veränderlichen Teile von v_a und i_a einander annähernd in Phase entgegengesetzt sind (§ 17).

Da wir nicht auf verwickeltere Schaltungen als die in Fig. 7 dargestellte eingehen wollen, die uns zur Fragestellung gedient hat, können wir beispielsweise als nutzbare Energie P_u jene annehmen, welche von der veränderlichen Komponente der Stromstärke i_1 in dem Widerstande R des Schwingungskreises verzehrt wird. Im stationären Zustande würde somit

$$P_u = \frac{R}{T}\int_0^T (i_1 - I_0)^2\, d\,t = \frac{1}{2} R\, I_0^{\,2} \cos^2 \varphi$$

sein.

Sehen wir von der Energie ab, die erforderlich ist, um den Draht glühend zu erhalten, und nehmen wir mithin als Gesamtenergie $P_t = E_a I_0$ an, so könnten wir demnach als Ausbeute des Audionerregers $\eta = \frac{P_u}{P_t}$ definieren. In dem berechneten Zahlenbeispiel hätten wir $P_u = 37{,}9\ \mu\mu W$, $P_t = 5770\ \mu W$, was einer sehr kleinen Ausbeute von $6{,}6 \cdot 10^{-9}$ entspricht. Wir dürfen aber nicht vergessen, daß dies die geringste in der Praxis erhältliche Ausbeute ist, nämlich jene, die man unter den kritischen Verhältnissen erhält, also dann, wenn die Schwingungen sich eben einstellen. Durch weitere Anspannung der Koppelung erhalten wir aus den bereits erwähnten Gründen (§ 14) neue günstigere Betriebsbedingungen mit weit größeren Schwingungsweiten und mithin auch mit viel weniger kleiner Ausbeute.

§ 19. Eine andere Schaltungsweise des Audionerregers, die jener der Fig. 7 ähnelt, ist in Fig. 8 dargestellt. Bei dieser Schaltung ist der Schwingungskreis nicht zwischen Draht und Anode gelegt, sondern zwischen Draht und Rost. Wenn wir auch in diesem Falle nur zwei

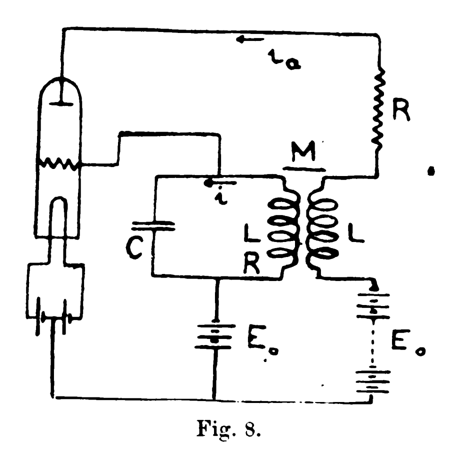


Fig. 8.

Ströme betrachten müssen statt dreier, werden doch die analytische Behandlung und die Diskussion etwas anders und verwickelter als im vorigen Falle. Da sie indessen den für die Schaltungsweise des Ultraudions (§ 9) geltenden durchaus analog sind, die weit interessanter ist, erscheint es überflüssig, hier die Behandlung des Falles der Fig. 8 wiederzugeben.

Der Audionerreger mit elektrischer Koppelung (Ultraudion).

§ 20. Die in Fig. 9 dargestellte Schaltungsweise ist die von de Forest mit dem Namen Ultraudion bezeichnete. Sie ist charakterisiert: 1. durch die Schaltung des Schwingungskreises LC zwischen Rost und Anode unter Einfügung eines Kondensators C_1 zwischen Draht und Anode; 2. durch die Ersetzung der Stromquelle E_0 in Reihe mit dem Rost durch einen Kondensator C'.

Was den ersteren Punkt angeht, so hat E. Armstrong[1]) in geistreicher Weise gezeigt, wie sich die Schaltungsweise der Fig. 9 auf solche zurückführen läßt, die den früher behandelten analog sind, in denen wir zwei äußere Kreise (einen zwischen Draht und Rost, den anderen zwischen Draht und Anode) haben, die durch eine Koppelung

1) Proc. Inst. Radio Eng. 4, 264, 1916.

aufeinander einwirken. Zeichnen wir nämlich die Schaltung der Figur noch einmal in der völlig gleichwertigen Form der Fig. 10, so erhalten

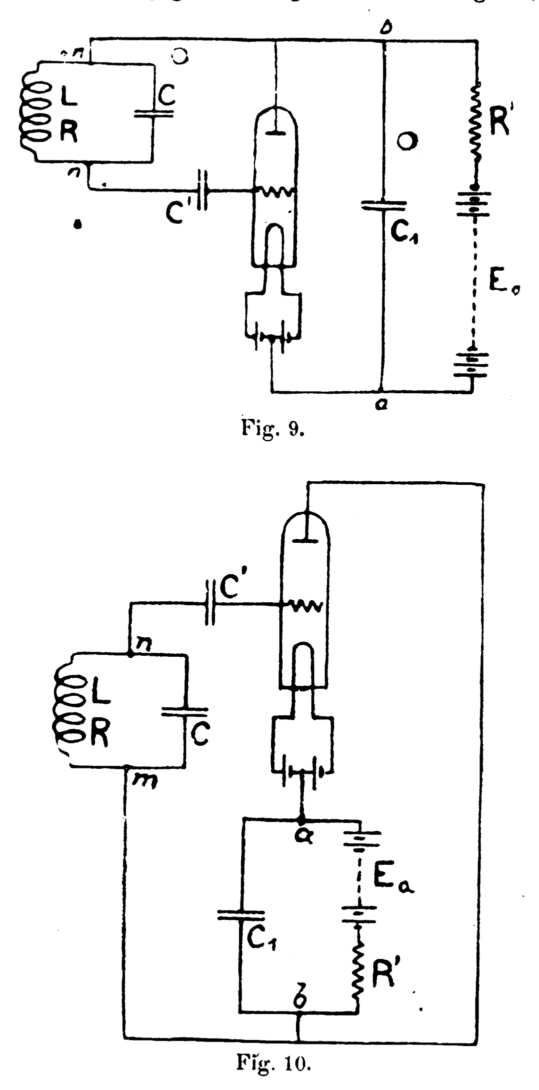


Fig. 9.

Fig. 10.

wir wiederum die beiden Kreise Draht—Rost und Draht—Anode, die nunmehr nicht mehr wie in den Figg. 5, 7 und 8 magnetisch durch eine gegenseitige Induktion M, sondern elektrisch durch die beiden

Kreisen gemeinsame Strecke ab miteinander gekoppelt sind. Dadurch wird der Name Koppelungskondensator für den Kondensator C_1 gerechtfertigt.

§ 21. Wenn wir nun die Wirkungsweise des Rostkondensators C' erklären wollen, der nicht nur in der Schaltungsweise des Ultraudions, sondern auch in den übrigen zuvor betrachteten Schaltungsweisen an Stelle der EMK. E_0 benutzt werden kann, so müssen wir auf die erste Charakteristik des Audions, $i_c = \psi(v_c, v_a)$, zurückgreifen, die wir zu Anfang (s. § 5) erörtert haben. Nehmen wir jetzt einmal an, C' wirke ausschließlich als Kapazität, so können wir sagen, daß im Dauerzustande die Aufgabe des Rostkondensators darin be-

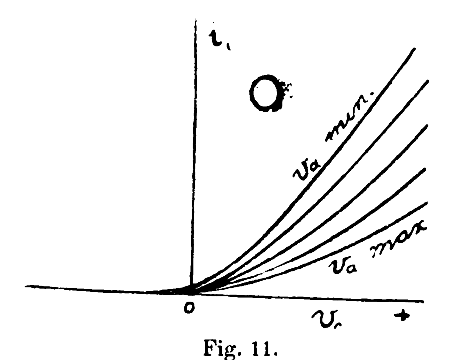


Fig. 11.

steht, den Mittelwert der Regelungsstromstärke i_c auf Null zu erhalten. Um die Wirkungen dieser Funktion zu untersuchen, müssen wir uns daran erinnern, daß für Werte von v_c unterhalb eines gewissen Grenzwertes die Stromstärke i_c zu vernachlässigen bleibt und erst jenseits dieses Grenzwertes anzusteigen beginnt, und zwar um so rascher, je geringer die Anodenspannung v_a ist. Daher würde die graphische Darstellung der ersten Charakteristik, wenn wir sie in analoger Weise ausführen würden, wie dies in Fig. 2 für die zweite geschehen ist, die in Fig. 11 dargestellte Form erhalten. Nehmen wir in erster Annäherung an, daß die Änderungen von v_a derart seien, daß wir die Wirkungen auf i_0 im Dauerzustande vernachlässigen können, so brauchen wir nur eine einzige der in Fig. 11 gezeichneten charakteristischen Linien zu betrachten. Nach den gemachten Voraussetzungen hat diese angenähert den Verlauf der Kurve 1 in Fig. 12, die im Punkte A auf Null hinabsteigt. Der Versuch zeigt indessen, daß in Wirklichkeit in der Mehrzahl der Fälle die Charakteristik die

Abszissenachse in einem Punkte B schneidet (wie beispielsweise die Kurve 2 der Fig. 12), und daß man jenseits dieses Punktes sehr kleine Werte für den negativen Regelungsstrom, also für den vom Roste zur Außenseite des Audions fließenden, erhält.

Nehmen wir nun einen periodischen Vorgang an, bei dem sich die Rostspannung zyklisch in einem Intervall Δv_c ändern muß, so sehen wir, daß im Falle der Kurve 2 die Betriebsbedingung außer in der Umgebung des Punktes B nicht beständig sein kann[1]), da der Mittelwert der Stromstärke Null sein muß. Im Falle der Kurve 1 hingegen ist der Betrieb theoretisch auf jeder Strecke links von A möglich. Berücksichtigt man aber die unvermeidlichen Zerstreuungen (wenn diese selbst auf einen Mindestwert verringert werden) zwischen

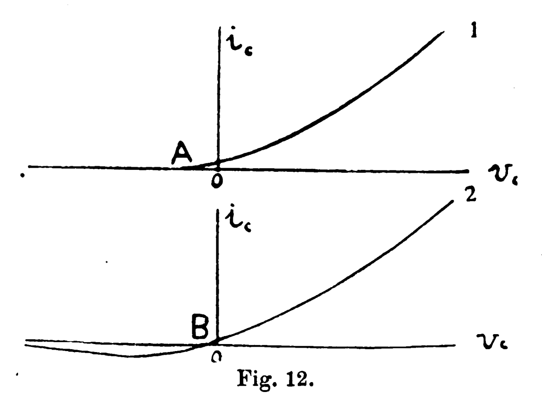


Fig. 12.

den beiden Belegungen des Kondensators C' und den Umstand, daß v_a links von A negativ ist, so sieht man, daß auch in diesem Falle die Änderung Δv_c beim Betriebe in der Umgebung links vom Punkte A auftreten muß.

Was nun die Regelung des Audions anlangt, so könnte man, da ja die Lage des Punktes B (oder A), um den herum das Audion von selbst in Wirksamkeit tritt, keineswegs von der Spannung v_a unabhängig ist, durch Änderung dieser Spannung innerhalb gewisser Grenzen auch den Mittelwert von v_c regeln; aber dann würden v_a und v_c nicht mehr unabhängig voneinander veränderlich sein, und es würde im allgemeinen nicht möglich sein, den Zustand des Andions in das für

---

1) Oder gegebenenfalls in der Umgebung anderer Punkte, wo die Charakteristik die Abszissenachse nicht mit positiver Neigung schneidet wie in B.

seine Wirkung günstigste Gebiet zu bringen. Glücklicherweise tritt für verschiedene Audionformen in Wirklichkeit der Fall ein, daß der Punkt B (oder A) genau dem günstigsten Gebiete entspricht. Und wenn er ihm nicht entspricht, so findet man ihn nicht selten links von diesem Gebiet, so daß es ein Leichtes ist, durch Anwendung eines zum Kondensator C' parallelen regelbaren Zerstreuungswiderstandes[1]) das Audion auf die gewünschten Verhältnisse zu bringen und somit eine Regelung von v_c unabhängig von v_a zu erhalten. Da nämlich der Punkt B der Fig. 12 in die negativen Werte von v_c fällt und der Wert von v_a immer positiv ist, so ist die Potentialdifferenz $v_n - v_c$ (wo wir unter v_n die Potentialdifferenz des Punktes n in der Fig. 9 gegen den Draht verstehen) zwischen den beiden Belegungen des Kondensators C' im Mittel positiv. Daraus folgt, daß durch den Zerstreuungswiderstand ein Strom zum Roste fließt, d. h. der Mittelwert von i_c steigt von Null an zu einem positiven Werte, der um so höher ist, und die Arbeitsbedingungen verschieben sich um so mehr nach rechts vom Punkte B, je niedriger der Zerstreuungswiderstand ist.

Auf Grund dieser Überlegungen können wir nunmehr sagen, die Aufgabe des Rostkondensators, der gegebenen Falles durch einen regelbaren Zerstreuungswiderstand überbrückt ist, besteht darin, der Regelungsspannung einen bestimmten Mittelwert zu geben. Mit denselben Worten können wir die Aufgabe der in den Schaltungsplänen der Figg. 5, 7 und 8 gezeichneten EMK. E_0 umschreiben; somit können wir uns hinfort den Rostkondensator durch eine konstante Spannungsquelle ersetzt denken, die einen endlichen oder unendlichen inneren Widerstand hat, je nachdem wir die Zerstreuungen berücksichtigen wollen, oder nicht. Wollen wir die den vorstehenden Ausführungen zugrunde gelegte Voraussetzung $i_c = 0$ beibehalten, so werden die Zerstreuungen ohne weiteres vernachlässigt, und wir können dann der Anwesenheit des Rostkondensators dadurch Rechnung tragen, daß wir einfach $v_n - v_c = d =$ konst. setzen.

§ 22. Wenn wir mit Hilfe der angenommenen Voraussetzungen die Wirkungsweise des durch die Schaltungspläne der Figg. 9 und 10 dargestellten Ultraudions durch eine Gleichung auszudrücken suchen, so begegnen wir folgender Schwierigkeit: Wenn in jedem Augenblicke $i_c = 0$ ist, muß auch die Stromstärke des von der Anode zum Punkte m

1) Es muß bemerkt werden, daß man dieses Ziel der Regelung durch Änderung der Kapazität C' nicht erreichen würde, und daß diese daher unverändert bleiben kann.

fließenden Stromes Null sein, und es kann mithin kein Energieübergang vom Audion zum Schwingungskreise stattfinden, wie er für die Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen in letzterem erforderlich sein würde. Für die Überwindung dieses Hindernisses erscheint es angebracht, die Betrachtung der elektrostatischen Kapazität des Rostes gegen den Draht einzuführen, die wir bisher vernachlässigt haben, wie überhaupt die Kapazität jeder der drei Elektroden gegen die anderen. Mit Hilfe dieser Betrachtung können wir auch weiterhin den Ionenstrom des Rostes gleich Null annehmen, wenn wir nur annehmen, daß durch den Kondensator C' ein (dielektrischer oder Verschiebungs)-Strom hindurchgeht, der durch einen anderen mit C' in Reihe liegenden Kondensator geschlossen wird und zu Belegungen den Rost

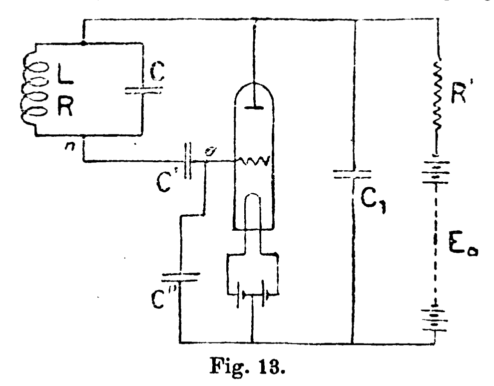


Fig. 13.

und den Draht hat. Mit anderen Worten: Nennen wir diese letztere Kapazität C'' und legen wir in der Schaltung den Elektroden auch fernerhin die Kapazität Null bei, so muß die Fig. 9 in die Fig. 13 abgeändert werden. Da nun weiter im Punkte o der Fig. 13 keinerlei Stromableitung zum Roste hin stattfindet, ist die Verbindung zwischen dem Punkte n und dem Drahte der Verbindung äquivalent, die man durch einen einzigen Kondensator $C_2 = \frac{C'\,C''}{C' + C''}$ erhält. Hiermit gehen wir auf die Schaltung der Fig. 14 über, die zur analytischen Behandlung der Frage dient.

Lassen wir den Buchstaben die bereits angegebene Bedeutung oder die in der Figur angegebene, und erinnern wir uns der Voraussetzung $v_n - v_c = d$; setzen wir ferner der Kürze halber $c - a\,d = k$, so erhalten wir für die Veränderlichen des in Fig. 14 dargestellten Systems die folgenden Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned}
& i' + i_1 + i_5 = a\, v_n + b\, v_a + k\,, \\
& E_a - v_a - R' i' = 0\,, \\
& v_a + \frac{1}{C_1}\int i_1\, dt = 0\,, \\
& v_n + \frac{1}{C_2}\int i_2\, dt = 0\,, \\
& \frac{1}{C}\int i\, dt = R\, i_L + L\frac{d\, i_L}{dt}\,, \\
& i_2 = i + i_L\,, \\
& v_a - v_n + \frac{1}{C}\int i\, dt = 0\,.
\end{aligned}\right\}$$

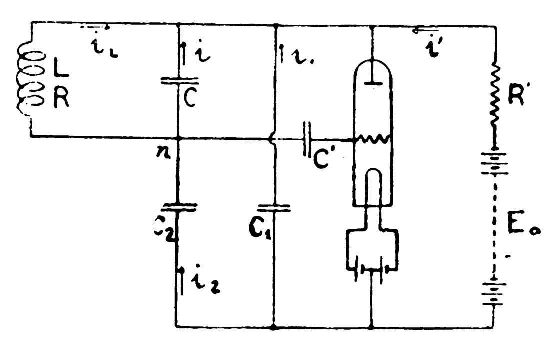


Fig. 14.

Wir haben somit ein System von 7 Gleichungen zwischen den 7 Unbekannten i', i_1, i_2, i_L, i, v_n, v_a, die sich mit t ändern. Wir ermitteln i' aus der zweiten Gleichung, i_1 aus der dritten, i_2 aus der vierten und i aus der siebenten und erhalten durch Einsetzen dieser Werte in die drei übrigen Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}
& C_1\frac{d\, v_a}{dt} + C_2\frac{d\, v_n}{dt} + \left(b + \frac{1}{R'}\right) v_a + a\, v_n + k - \frac{R_a}{R'} = 0\,, \\
& v_a - v_n + R\, i_L + L\frac{d\, i_L}{dt} = 0\,, \\
& C\frac{d\, v_a}{dt} - (C + C_2)\frac{d\, v_n}{dt} = i_L\,.
\end{aligned}\right\}$$

Eliminieren wir i_L aus den beiden letzten Gleichungen, so erhalten wir:

$$L\,C\frac{d^2 v_a}{d\,t^2} - L\,(C + C_2)\frac{d^2 v_n}{d\,t^2} + R\,C\frac{d\,v_a}{d\,t} - R(C + C_2)\frac{d\,v_n}{d\,t} + v_a - v_n = 0.$$

Diese Gleichung bildet zusammen mit der ersten Gleichung des vorstehenden Systems ein neues System von zwei Gleichungen zwischen v_n und v_a. Eliminieren wir hieraus mittels geeigneter Ableitungen und Substitutionen v_n, so erhalten wir schließlich eine vollständige, nicht homogene lineare Differentialgleichung dritter Ordnung mit konstanten Koeffizienten von der Form:

$$\alpha\frac{d^3 v_a}{d\,t^3} + \beta\frac{d^2 v_a}{d\,t^2} + \gamma\frac{d\,v_a}{d\,t} + \zeta v_a = \varepsilon,$$

wo

$$\alpha = L\,(C\,C_1 + C_1\,C_2 + C_2\,C),$$

$$\beta = R(C\,C_1 + C_1\,C_2 + C_2\,C) + L\left[a\,C + \left(b + \frac{1}{R'}\right)(C + C_2)\right],$$

$$\gamma = C_1 + C_2 + R\left[a\,C + \left(b + \frac{1}{R'}\right)(C + C_2)\right],$$

$$\zeta = a + b + \frac{1}{R'},$$

$$\varepsilon = \frac{E_0}{R'} - k$$

ist.

§ 23. Die Differentialgleichung wird offenbar durch

$$v_a = \frac{\varepsilon}{\zeta} = V_0 = \text{konst.}$$

befriedigt.[1]) Diese Lösung entspricht dem schwingungslosen Zustande, in welchem alle Ströme, mit Ausnahme von i', Null sind, welch letzterer allein der Charakteristik des Audions genügt. In diesem Falle muß nämlich

$$v_n = v_a = E_a - R'i' = E_a - R'\left[(a + b)\,v_0 + k\right] = \frac{E_a - R'\,k}{R'\,(a + b) + 1} = \frac{\varepsilon}{\zeta}$$

sein, und das ist gerade der oben errechnete Wert für V_0. Setzen

1) Ebenso wird die Endgleichung des § 13 durch $\nu = \frac{\varepsilon}{\gamma} = V_0 = \text{konst.}$ befriedigt.

wir dann $v_a = V_0 + v$, so erhalten wir:

$$\alpha \frac{d^3 v}{d t^3} + \beta \frac{d^2 v}{d t^2} + \gamma \frac{d v}{d t} + \zeta v = 0.$$

Das allgemeine Integral dieser Gleichung hat die bekannte Gestalt

$$v = A e^{x_1 t} + B e^{x_2 t} + C e^{x_3 t},$$

wo x_1, x_2, x_3 die Wurzeln der Auflösungsgleichung

$$\alpha x^3 + \beta x^2 + \gamma x + \zeta = 0$$

sind.

Soll der Vorgang reell und periodisch sein, so müssen von den drei Wurzeln eine reell und die beiden übrigen (konjugiert) komplex sein; es muß also sein:

$$x_1 = x_2, \qquad x_2 = \eta + j\omega, \qquad x_3 = \eta - j\omega,$$

wo x_1, η und ω reelle Werte haben müssen, welche durch die Beziehungen

$$-\frac{\beta}{\alpha} = x_1 + 2\eta; \quad \frac{\gamma}{\alpha} = 2 x_1 \eta + \eta^2 + w^2; \quad -\frac{\zeta}{\alpha} = x_1 (\eta^2 + \omega^2)$$

bestimmt sind.

Halten wir uns gegenwärtig, daß α, β, γ, ζ wesentlich positiv sind, so finden wir aus der dritten dieser Beziehungen, daß, wenn η und ω reell sind, x_1 reell und negativ sein muß, daß also, wenn der Vorgang periodisch ist, das erste Glied $A e^{x_1 t}$ eine vergängliche Komponente darstellt, die im Dauerzustande verschwindet. Damit wir ferner kontinuierliche Schwingungen erhalten, der periodische Vorgang also eine konstante Amplitude habe, muß $\eta = 0$ sein, also:

$$-\frac{\beta}{\alpha} = x_1, \qquad \frac{\gamma}{\alpha} = \omega^2, \qquad -\frac{\zeta}{\alpha} = x_1 \cdot \omega^2,$$

oder weiter

$$\beta\gamma = \alpha\zeta$$

sein.

Wenn wir in diese letzte Beziehung für α, β, γ und ζ ihre Ausdrücke einsetzen, so erhalten wir eine Gleichung, welche die Parameter a und b des Audions mit den Elementen C, C_1, C_2, L, R, R' der äußeren Kreise verbindet und befriedigt sein muß, damit die Schwingungen erfolgen.

Als unabhängige Veränderliche, auf die wir einwirken können, um die Bedingung für Schwingungen zu erhalten, können wir jedes beliebige dieser Elemente betrachten. In Analogie zu der voraus-

gegangenen Betrachtung wollen wir beispielsweise die Koppelungskapazität C_1 wählen. Die nach Potenzen von C_1 geordnete Bedingungsgleichung $\beta\gamma = \alpha\zeta$ ist eine Gleichung zweiten Grades:

$$r\,C_1^{\,2} + s\,C_1 + t = 0\,,$$

in welcher r und t wesentlich positiv sind. Somit ist der Vorgang möglich (oder C_1 reell und positiv), wenn

$$s < 0 \qquad \text{und} \qquad s^2 > 4\,r\,t$$

ist.

Sind diese Bedingungen erfüllt, so haben wir zwei Lösungen für C_1, d. h. es gibt zwei Werte für die Koppelungskapazität, bei denen kontinuierliche Schwingungen entstehen. Diese Schwingungen sind sinusförmig.

Da in der positiven Umgebung von $\eta = 0$ die Gleichung $\beta\gamma = \alpha\zeta$ in die Ungleichung $\beta\gamma < \alpha\zeta$ übergeht, und da diese durch die zwischen den beiden Lösungen der Bedingungsgleichung liegenden Werte von C_1 befriedigt wird, so gelangen wir zu dem Ergebnisse, daß, wenn wir uns von den kritischen Werten von C_1 nach der Außenseite dieses Intervalles entfernen, die Schwingungen gedämpft sind und im Dauerzustande verschwinden, während bei Überschreitung der kritischen Werte nach der Innenseite des Intervalles zu die Schwingungen an Amplitude zuzunehmen streben. Diese Zunahme der Amplitude ist nach der Theorie unbegrenzt; in Wirklichkeit aber wird sie innerhalb gewisser Grenzen dadurch gehalten, daß mäßigende Ursachen in Wirkung treten, die wir nicht mit in Rechnung gezogen haben, und vor allen Dingen durch die Krümmung der charakteristischen Fläche. In der Praxis haben wir mithin ein ganzes Intervall für die Änderung der Koppelungskapazität, innerhalb dessen die Schwingungen möglich sind. Im allgemeinen wird es gut sein, wenn dieses Intervall zwischen den beiden kritischen Werten weit ist, wenn also die Differenz $s^2 - 4\,r\,t$ nicht nur positiv, sondern auch möglichst groß ist. Die Diskussion dieser Bedingung und der beiden oben erwähnten Ungleichungen ist verwickelt und mühsam, denn wenn wir beispielsweise C und C_2 als Veränderliche betrachten, so wird s vom zweiten und t vom dritten Grade. Setzen wir nämlich der Kürze halber

$$b' = b + \frac{1}{R'}\,,$$



so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} r &= C + C_2, \\ s &= -a\frac{L}{R}C_2 + (a+b')RC^2 + (2 + aR + 2b'R)CC_2 + (1 + b'R)C_2^2, \\ t &= L\left[(a+b')^2C^2 + 2(a+b')b'CC_2 + b'\left(b' + \frac{1}{R}\right)C_2^2\right] + \\ &\quad + CC_2[(a+b')RC + (1+b'R)C_2]. \end{aligned}\right|$$

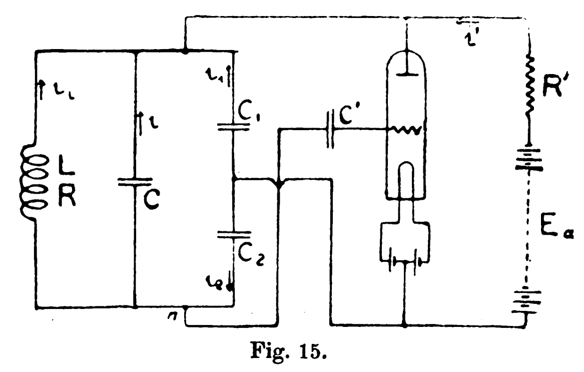


Fig. 15.

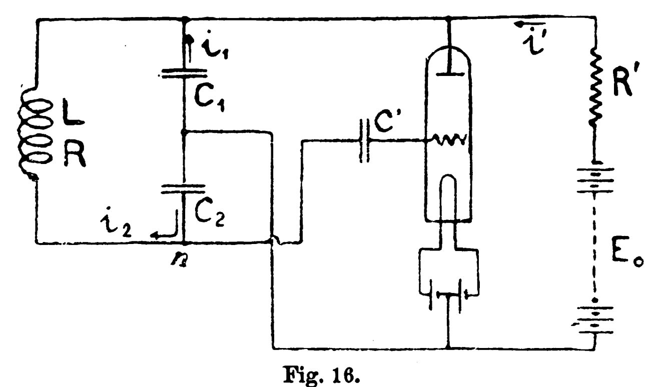


Fig. 16.

§ 24. Wir können eine rationelle Vereinfachung des analytischen Verfahrens erhalten und gleichzeitig zu einer interessanten Schaltungsweise gelangen, wenn wir die Fig. 13 in die ihr gleichwertige Fig. 15 verwandeln und dabei beachten, daß in dieser letzteren die Rolle der aus C, C_1 und C_3 bestehenden Gruppe von drei Kondensatoren wahrscheinlich von einer Gruppe aus nur zwei Kondensatoren, C'_1 und C'_2, übernommen werden kann, wie das in dem Schaltungsplan der Fig. 16

angegeben ist. Es ist leicht ersichtlich, daß die ganze eben entwickelte Behandlung auch für den neuen Fall der Fig. 16 gilt, sobald man $C = 0$; $C_1 = C'_1$; $C_2 = C'_2$ setzt. Die Bedingungsgleichung wird dann:

$$C_1^2 C_2 - (1 + b' R) C_1 C_2^2 - a \frac{L}{R} C_1 C_2 + b' \left((b' + \frac{1}{R} \right) L C_2^2 = 0 .$$

Bezeichnen wir nun mit $\omega' = \frac{1}{\sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}$ die Eigenfrequenz des Schwingungskreises, mit $\delta = \frac{\pi R}{\omega' L}$ das zugehörige Dekrement, (woraus sich $\theta = \frac{\delta}{\pi} = \frac{R}{\omega' L}$ folgern läßt), mit $y = \frac{C_1}{C_2}$ das Verhältnis zwischen den beiden hintereinander geschalteten Kapazitäten, mit $z^2 = \frac{L}{\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}$ das Verhältnis zwischen der Selbstinduktion und der Gesamtkapazität, so erhalten wir für die nach Potenzen von y geordnete Bedingungsgleichung den Ausdruck

$$y^2 + \left(2 + b' \theta z - \frac{a}{\theta} z\right) y + (1 + b' \theta z) \left(1 + \frac{b' z}{\theta}\right) = 0 .$$

Beachtenswert ist der Umstand, daß in dieser Beziehung ω' nicht vorkommt, daß also bei gleichem a, b und θ die Bedingungen des Schwingungskreises, was die Möglichkeit der Erzeugung von Schwingungen anlangt, dieselben sind, wie sich auch immer die Eigenfrequenz ändern mag, sofern nur die Größenverhältnisse zwischen L, C_1 und C_2 unverändert bleiben (sofern also y und z unverändert bleiben).

§ 25. Betrachten wir nun außer a und b auch R' (und somit b') und θ als gegeben, so folgt, daß die Schwingungen möglich sind, wenn y und z nicht nur der letzten Gleichung genügen, sondern auch reell und positiv sind. Damit aber y diese Bedingungen erfüllt, müssen die folgenden Beziehungen befriedigt werden:

$$2 + b' \theta z - \frac{a}{\theta} z < 0$$

$$\left(2 + b' \theta z - \frac{a}{\theta} z\right)^2 - 4 (1 + b' \theta z) \left(1 + \frac{b' z}{\theta}\right) \geqq 0 .$$

Lösen wir diese nach z auf, so erhalten wir:

$$z > \frac{2\,\theta}{a - b'\,\theta^2}$$

bzw.

$$z \geqq \frac{4\,\theta(a + b')}{(a - b'\,\theta^2)^2 - 4\,b'^2\,\theta^2}\,.$$

Da $z > 0$ sein muß, so ergibt sich, daß die zweite Beziehung die erste umfaßt, und daß (damit der Nenner auf ihrer rechten Seite positiv wird) θ seinerseits der Beziehung

$$\theta < \sqrt{1 - \frac{a}{b'}} - 1$$

genügen muß.

Daraus folgt, daß es weder für θ noch für z einen günstigsten Wert gibt, daß aber vor allen Dingen, damit die Schwingungen möglich werden, das Eigendekrement des Schwingungskreises unterhalb eines gegebenen Grenzwertes liegen muß, welch letzterer mit wachsendem a zunimmt und mit wachsendem b' niedriger wird. Von diesem Gesichtspunkte aus sowie in Ansehung der Eigenschaften des Audions gelangen wir somit zu dem Schlusse, daß zweckmäßig a groß und b' klein sein muß, wie im Falle der magnetischen Koppelung (vgl. § 15); was die Elemente der äußeren Kreise angeht, so muß zweckmäßig der Widerstand R' des Anodenkreises groß sein.[1])

Wenn das Dekrement seinerseits die ihm auferlegte Bedingung erfüllt, muß, um die Schwingungen zu ermöglichen, auch noch das Verhältnis zwischen Selbstinduktion und Kapazität des Schwingungskreises oberhalb eines gewissen Grenzwertes liegen. Damit dieser Grenzwert niedrig sei, müssen weiter zweckmäßig a und R' groß und b' klein sein, und ferner muß zweckmäßig das Dekrement so klein wie möglich gegenüber dem Grenzwerte $\pi\left(\sqrt{1 + \frac{a}{b'}} - 1\right)$ sein.

Damit schließlich die beiden kritischen Werte für $y = \frac{C_1}{C_2}$, bei denen man kontinuierliche Schwingungen erhält, möglichst weit aus-

1) Aus dem im § 15 gegebenen Ausdruck für k ist ersichtlich, daß im Falle der magnetischen Koppelung umgekehrt R' gerade zweckmäßig klein sein muß.

einander liegen (oder damit der Regelungsbereich für C_1 und C_2, innerhalb dessen man praktisch kontinuierliche Schwingungen erhält, möglichst weit sei), muß zweckmäßig das Verhältnis z^2 zwischen Selbstinduktion und Kapazität des Schwingungskreises möglichst groß gegenüber dem Grenzwerte sein. Dem unbegrenzten Anwachsen des Verhältnisses z^2 steht übrigens eine praktische Schwierigkeit entgegen, denn wenn man L immer größer werden lassen will, wird es immer schwieriger, die längs des Leiters, der die Selbstinduktion bildet, verteilte Kapazität klein zu halten. Es folgt daraus, daß jenseits einer gewissen Grenze diese Kapazität gegenüber jener der Endkondensatoren C_1 und C_2 das Übergewicht erhält und sie weiterhin vollständig ersetzt und dadurch die Verwirklichung der Schaltungsweisen unmöglich macht, die wir der vorliegenden Untersuchung zugrunde gelegt haben, und bei denen die Kapazität und die Selbstinduktion als konzentriert und voneinander getrennt angenommen worden sind.

§ 26. Wir können die ausgeführten Betrachtungen auf ein zahlenmäßiges Beispiel anwenden und dabei auf das übliche Audion der Fig. 2 Bezug nehmen, für welches wir unter den bereits gewählten Arbeitsbedingungen $a = 28 \cdot 10^{-6}$ und $b = 16{,}8 \cdot 10^{-6}$ haben. Nehmen wir (wie in § 15) $\delta = 0{,}04$ und $R' = 10000$ an, so finden wir, daß die Bedingung $\delta < \pi \left(\sqrt{1 = \frac{a}{b'}} - 1 \right)$ reichlich erfüllt ist, daß aber z nicht kleiner sein darf als $9{,}5 \cdot 10^3$, ein Wert, der sich aus den soeben angedeuteten Gründen schon schwer verwirklichen läßt. Da aber die Erörterung dargetan hat, daß es von diesem Gesichtspunkte aus zweckmäßig ist, wenn R' groß ist, und da der Erfüllung dieser Bedingung keinerlei praktische Schwierigkeiten entgegenstehen, so wollen wir $R' = 100000$ setzen, statt 10000. Dann erhalten wir $z \geqq 3{,}56 \cdot 10^3$ und können beispielsweise $z = 5 \cdot 10^3$ annehmen, ein Wert, der immer noch ziemlich hoch ist, aber sich immerhin schon vollkommen verwirklichen läßt, insofern er $\omega' = 5 \cdot 10^5$, $L = 10000\ \mu H$ und $\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = 0{,}0004\ \mu F$ ergibt. Mit diesen Werten ergeben sich die beiden kritischen Werte für $y = \frac{C_1}{C_2}$, welche der Erzeugung kontinuierlicher Schwingungen entsprechen, zu 1,55 und 7,47. Wir erhalten somit

als erste Lösung: $C_1 = 0{,}00102\ \mu F$, $C_2 = 0{,}00066\ \mu F$;

als zweite Lösung: $C_1 = 0{,}00339\ \mu F$, $C_2 = 0{,}00045\ \mu F$.

Da wir in der Praxis in dem ganzen Raume zwischen diesen beiden Grenzwertpaaren kontinuierliche Schwingungen erhalten können (s. § 23), so ersehen wir, daß nicht notwendig beide Kondensatoren C_1 und C_2 kontinuierlich veränderlich zu sein brauchen, sondern daß es vielmehr genügt, wenn der eine stufenweise veränderlich ist, um den Wert des Verhältnisses y in den Betriebsbereich zu bringen, und wenn der andere kontinuierlich veränderlich ist, um die gewünschte Wellenlänge zu erhalten.

Die Frequenz der erzeugten kontinuierlichen Schwingungen wird (s. § 23) durch $\omega^2 = \frac{\gamma}{\alpha} = \frac{\zeta}{\beta}$, oder im Falle der Figg. 14 und 15 durch

$$\omega^2 = \frac{1}{L\left(C + \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}\right)} \left[1 + R\frac{(a + b')\, C + b'\, C_2}{C_1 + C_2}\right]$$

und im Falle der Fig. 16 durch

$$\omega^2 = \frac{1}{L\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}} \left[1 + \frac{b' R\, C_2}{C_1 + C_2}\right]$$

gegeben.

Es ergibt sich, daß in beiden Fällen, wie bereits im Falle der magnetischen Koppelung (§ 16), die Frequenz ein wenig höher ist als die Eigenfrequenz des Schwingungskreises, aber auch hier ist der Unterschied äußerst gering und verschwindet, wenn man den Widerstand R vernachlässigt.

§ 27. Lassen wir der Kürze halber die Erörterung der Anlaufsphase beiseite, und beschränken wir uns auf den Fall der Fig. 16, so erhalten wir für den Dauerzustand die folgenden Beziehungen:

$$v_a = V_0 + V \sin \omega t,$$

$$i' = I_0 - \frac{V}{R'} \sin \omega t,$$

$$i_2' = \omega\, C_1\, V \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right),$$

$$v_n = V_0 + V \sqrt{\frac{b'^2 + \omega^2\, C_1^2}{a^2 + \omega^2\, C_2^2}} \sin \omega t - \varphi,$$

$$i_2 = i_L = \omega\, C_2\, V \sqrt{\frac{b'^2 + \omega^2 C_1^2}{a^2 + \omega^2\, C_2^2}} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right),$$

$$i_a = i' + i_1 + i_2,$$

wo der Winkel φ seinerseits durch die Beziehung

$$\operatorname{tang} \varphi = \frac{\omega C_2 b' - \omega C_1 a}{\sqrt{\omega^2 C_1 C_2 + a b'}}$$

definiert ist.

Wir finden weiter, daß die konstante Potentialdifferenz d (s. § 21) zwischen den Belegungen des Rostkondensators C' sich zu

$$d = V_{n,0} - V_{c,0} = V_0 - V_{c,0} = V_0 - \frac{1}{a}(I_0 - b V_0 - c)$$

oder

$$d = \frac{1}{a}[(a + b) V_0 - I_0 + c]$$

ergibt.

In den beiden Lösungen des im vorigen Paragraphen behandelten Falles haben wir $\operatorname{tang} \varphi = -0{,}0322$ bzw. $\operatorname{tang} \varphi = -0{,}109$, und da $\cos \varphi < 0$ ist, so ist der Winkel φ wenig kleiner als π. Wir sehen mithin, daß die beiden Spannungen v_a und $v_c = v_n - d$ der Anode und des Rostes sich annähernd in entgegengesetzter Phase ändern, so daß an den gemeinsamen Enden der Gesamtkapazität und der Selbstinduktion des Schwingungskreises eine elektromotorische Wechselkraft wirkt, deren Amplitude ungefähr die Summe der Amplituden der zwischen Rost und Draht und der zwischen Anode und Draht wirkenden EMKK. ist. Dies scheint einer der theoretischen Gründe zu sein, welche die beachtenswerten Vorzüge der Ultraudionschaltung erklären können.

Die beiden Ströme i_1 und i_2 haben annähernd gleiche Amplitude und entgegengesetzte Phase, so daß man einen einzigen Strom im Schwingungskreise betrachten kann. In den beiden Lösungen des betrachteten zahlenmäßigen Beispiels beträgt die Amplitude dieses Stromes $5{,}1 \cdot 10^{-4} \cdot V$ bzw. $16{,}85 \cdot 10^{-4} \cdot V$ (wo V die Amplitude der Änderung von v_a ist). Von den beiden Lösungen ist also die zweite vorzuziehen (d. h jene, bei welcher der Koppelungskondensator C_1 die größere Kapazität hat), da sie zu einer elffach so großen Ausbeute führt, wie sie sich bei der ersten Lösung erhalten läßt.

Die gesamte Anodenstromstärke i_a ihrerseits ergibt sich als angenähert in Phase mit der Regelungsspannung v_c und in entgegengesetzter Phase wie die Anodenspannung v_a, wie für den Fall der magnetischen Koppelung (vgl. § 17). Auch hier verschiebt sich der Punkt, der den Zustand des Audions darstellt, auf der charakteristischen Ebene so, daß er eine sehr gestreckte Ellipse

beschreibt, die sich annähernd durch einen Abschnitt einer Geraden ersetzen läßt. Die Projektion dieser letzteren auf die Fig. 2 hat für die erste Lösung des betrachteten zahlenmäßigen Beispiels eine Neigung von 17,1 μA für 1 V und für die zweite Lösung eine solche von 25,7 μA für 1 V, während sie bei dem Beispiel der magnetischen Koppelung (§ 17) eine Neigung von nur 12 μA für 1 V hatte (das ist die Neigung der in Fig. 2 durch Striche und Punkte gekennzeichneten Geraden).

§ 28. Für die Bestimmung der Amplitude V auf Seiten der veränderlichen Anodenspannung v_a (s. § 27) ist die Betrachtung des Anfangszustandes und der Anlaufphase erforderlich. Diese kann in analoger Weise angestellt werden, wie dies im Falle der magnetischen Koppelung geschehen ist, und sie gestattet gleichfalls die Berechnung der in Frage kommenden Energiemengen und der Ausbeute. Aber diese Daten sind weit weniger interessant als die für das Zustandekommen der Schwingungen notwendigen Bedingungen und als die Daten über die Frequenz, mit der diese Schwingungen erfolgen. Was nämlich die Energiemengen und die Ausbeute angeht, so sind die berechneten Bedingungen nur Grenzbedingungen, unter denen die Schwingungen eben einsetzen. In der Praxis wird man sich von ihnen in der Richtung der Gebiete entfernen müssen, in denen die Schwingungen nach der Theorie unbegrenzt an Amplitude zunehmen würden, in Wirklichkeit aber neue Betriebszustände annehmen, die weit stabiler sind und höhere Ausbeute ergeben als die den Grenzbedingungen entsprechenden (§ 18 und § 23).

Schließlich verdient hervorgehoben zu werden, daß die einfachen analytischen Voraussetzungen, die wir gemacht haben, um die Arbeitsweise des Audions darzustellen, in analoger Weise wie in den vorausgegangenen Abschnitten die Vorgänge zu untersuchen gestatten, die bei vielen anderen Schaltungsweisen eintreten. So kann man beispielsweise eine mit dem Widerstande R' im Kreise der Anoden—EMK. in Reihe geschaltete Selbstinduktion L' berücksichtigen; oder einen Bremskondensator (von beträchtlich größerer Kapazität als die übrigen Kondensatoren), den man bei den Ultraudionsschaltungen zwischen den Draht und den gemeinsamen Punkt der Kondensatoren C_1 und C_2 legen kann; oder die gleichzeitige Wirksamkeit des Audions als Verstärker und als Schwingungserzeuger, bei der Schwebungen zwischen einer Empfangswelle und einer örtlichen Welle auftreten; oder seine Wirksamkeit als Erzeuger zweier verschiedener Wellen, wenn von den

beiden mit den Elektroden verbundenen Kreisen nicht, wie in den zuvor betrachteten Fällen der eine oszillatorisch und der andere aperiodisch ist, sondern vielmehr beide oszillatorisch und in passender Weise miteinander gekoppelt sind; und so fort noch sehr viele andere Fälle.

Der Audiondetektor.

§ 29. Die bisher für die Darstellung des Verhaltens des Audions gemachten Voraussetzungen eignen sich nicht mehr für die analytische Untersuchung, wenn man diese auch auf die Wirkung als Detektor oder als Gleichrichter ausdehnen will, weil man dann auf die ebene Charakteristik verzichten und für $i_a = \chi(v_c, v_a)$ einen komplexeren Ausdruck annehmen muß (vergl. § 6 und 7). Um die einfache Wirkung als Gleichrichter zu untersuchen, kann man sich

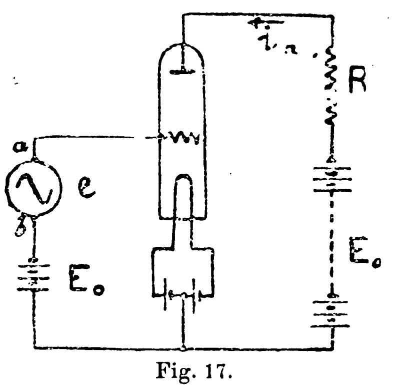


Fig. 17.

auf die Fig. 17 beziehen, welche die gleiche ist wie Fig. 3, und kann, während man noch der Einfachheit halber die Voraussetzung $i_c = 0$ beibehält, $v_c = e_c = E_0 + e$ setzen, wo E_0 eine konstante EMK. ist und e eine periodische EMK. mit dem Mittelwerte Null. Unter diesen Bedingungen findet man allgemein, daß der Anodenstrom i_a sich ebenfalls aus einem konstanten Teile I_0 und einem periodischen Teile i zusammensetzt, also $i_a = I_0 + i$, aber als Folge der Krümmung der Charakteristik $i_a = \chi(v_c, v_a)$ zeigt sich, daß I_0 nicht mehr von e unabhängig ist, sondern sich vielmehr infolge von e ändert. Die Gleichrichterwirkung besteht gerade darin, daß die Einfügung einer periodischen EMK. mit dem Mittelwerte Null in den Rostkreis eine Änderung des Mittelwertes I_0 der Anodenstromstärke bedingt. Auf Grund dieser Auffassung können wir einen Index des Gleichrichtervermögens folgendermaßen definieren:

Wenn wir die Elemente des äußeren Anodenkreises und die in ihm wirkende EMK. als gegeben ansehen, erhalten wir eine Beziehung zwischen v_a und i_a, die im einfachsten Falle der Fig. 17 die Form $E_a - v_a = R\, i_a$ hat. Eliminieren wir v_a aus dieser Beziehung und aus der Charakteristik $i_a = \chi(v_c, v_a)$, so erhalten wir eine Gleichung $i_a = \chi(v_c)$. Wenn wir nun annehmen, daß wir der Regelungsspannung einen Zuwachs $+ \varDelta v_c$ erteilen, so erhalten wir eine entsprechende Änderung $+ \varDelta_1 i_a$ der Anodenstromstärke, und ebenso erhalten wir für $- \varDelta v_c$ eine Änderung $- \varDelta_2 i_a$, also:

$$i_a + \varDelta_1 i_a = \chi(v_c + \varDelta v_c),$$
$$i_a - \varDelta_2 i_a = \chi(v_c - \varDelta v_c).$$

Nur in dem Falle, daß die Beziehung $i_a = \chi_1(v_c)$ linear ist (ebene Charakteristik), sind die beiden Änderungen $\varDelta_1 i_a$ und $\varDelta_2 i_a$ an Wert und Vorzeichen für beliebiges $\varDelta v_c$ identisch; in den übrigen Fällen ist das Mittel $i_a + \frac{1}{2}(\varDelta_1 i_a - \varDelta_2 i_a)$ zwischen den beiden neuen Werten, welche die Anodenstromstärke annimmt, vom Anfangswerte i_a um eine Größe $\frac{1}{2}(\varDelta_1 i_a - \varDelta_2 i_a)$ verschieden, welche die Wirkung der Gleichrichtertätigkeit des Audions darstellt. Für ein nach Null strebendes $\varDelta v_c$ ist diese Größe unendlich klein von zweiter Ordnung gegenüber $\varDelta v_c$; nehmen wir dann an, daß wir nur sehr geringe periodische Änderungen betrachten, so können wir als Index des Gleichrichtervermögens den Grenzwert des Verhältnisses $\dfrac{\varDelta_1 i_a - \varDelta_2 i_a}{(\varDelta v_c)^2}$ annehmen, und dieser ist die zweite Ableitung χ_1'' der Funktion χ nach v_c.

§ 30. Diese Überlegung gründet sich auf die implicite gemachte und ziemlich einschränkende Annahme, daß man von der Betrachtung der Zeit absehen könne. Sie bezieht sich nämlich auf die Dauerzustände für drei verschiedene Regelungsspannungen $v_c - \varDelta v_c$, v_c und $v_c + \varDelta v_c$, und nimmt das Vorhandensein der Funktion $i_a = \chi_1(v_c)$ an. In Wirklichkeit aber enthält die Beziehung zwischen i_a und v_c, die wir aus den Elementen des Anodenkreises abgeleitet haben, um dann $i_a = \chi_1(v_c)$ zu erhalten, im allgemeinen eine dritte Veränderliche, und diese ist die Zeit. Diese fällt nur in dem Falle heraus, daß wir die Wirkungen der elektromagnetischen Trägheit des Kreises selbst vernachlässigen, daß wir also seine Selbstinduktion und seine Kapazität nicht berücksichtigen und uns nur, wie im Falle der Fig. 17, auf seinen Widerstand beschränken. Bei diesen Beschränkungen hinsichtlich des Anodenkreises verhält sich das ganze System so, als ob

es frei von Trägheit wäre, denn für das Audion haben wir das schon dadurch angenommen, daß wir dessen Charakteristiken ausgedrückt haben, ohne die Zeit zu berücksichtigen (s. § 8), und was den Regelungskreis anbetrifft, so kann sich in ihm keine elektromagnetische Trägheit geltend machen, wenn wir der Stromstärke i_c beständig den Wert Null beigelegt haben. Wir können somit die zweite Ableitung der Funktion χ_1 als Index des Gleichrichtervermögens annehmen, unabhängig von der Zeit im Allgemeinen und von der Frequenz der periodischen EMK. e im Besonderen.

§ 31. Wenn wir mit den eben angegebenen Einschränkungen das Problem der Gleichrichtung quantitativ untersuchen wollen, müssen wir der charakteristischen Fläche $i_a = \chi(v_c, v_a)$ einen neuen empirischen Ausdruck geben und dabei ihrer Krümmung Rechnung tragen. Die Wahl eines solchen Ausdrucks ist nicht leicht, und es ist ratsam, sich hierbei auf ein Beispiel zu beschränken, unter dem Vorbehalt, bei einer weiteren Untersuchung die Prüfung der Frage ausführlicher wieder aufzunehmen. Beginnen wir mit den Kurven $i_a = f(v_c)$, die einzelnen Werten von v_a entsprechen (wie die in Fig. 2 gezeichneten), so können wir sie beispielsweise angenähert durch einen Ausdruck von der Form

$$i_a = m\left\{1 + \frac{2n(v_c - p)}{n^2 + (v_c - p)^2}\right\} \tag{1}$$

darstellen, wo p und m die Koordinaten des Punktes mittlerer Krümmung sind, und n die horizontale Entfernung zwischen ihm und jedem der beiden Punkte ist, für welche $\frac{d\,i_a}{d\,v_c} = 0$ ist. Die nutzbare Strecke der Kurve (1) würde gerade die zwischen diesen beiden Punkten liegende sein. Die Ableitung $\frac{d\,i_a}{d\,v_c}$ im Krümmungspunkte wird $\frac{2\,m}{n}$.

Um nun die Veränderlichkeit mit v_a zu berücksichtigen, muß man, wie unter Berücksichtigung der Fig. 2 ersichtlich wird, etwa zwei verschiedene Darstellungen annehmen, nämlich eine für verhältnismäßig kleine Werte von v_a unter der Annahme, daß sich die Ordinaten proportional mit v_a ändern,

$$i_a = q\,v_a\left\{1 + \frac{2\,n(v_c - p)}{n^2 + (v_c - p)^2}\right\}, \tag{2}$$

die andere für höhere Werte von v_a unter der Annahme, daß sich die Kurven parallel mit sich selbst nach links proportional mit der Zu-

nahme von v_a verschieben,

$$i_a = m\left\{1 + \frac{2n(v_c + k v_a - p)}{n^2 + (v_c + k v_a - p)^2}\right\}. \tag{3}$$

Für mittlere Werte von v_a könnte man auch zwecks größerer Annäherung eine Formel nehmen, welche beiden Änderungsweisen von i_a mit v_a Rechnung tragen würde.

Nehmen wir an, daß der Anodenkreis nur eine konstante EMK. E_a und einen Widerstand R enthält (Fig. 17), so erhalten wir: $v_a = E_a - R i_a$, und durch Einsetzen in die Gleichung (2) und Auflösen nach i_a ergibt sich:

$$i_a = q E_a \frac{1}{q R + \dfrac{n^2 + (v_c - p)^2}{(n + v_c - p)^2}}.$$

Nehmen wir als Maß der Gleichrichterwirkung die zweite Ableitung $\frac{d^2 i_a}{d v_c^2}$ an, und setzen wir der Kürze halber $v_c - p = v$, so folgt:

$$\frac{d^2 i_a}{d v_c^2} = 4 n q E_a \frac{v(v^2 - 3n^2) + q R(v - 2n)(v + n)^2}{[v^2 + n^2 + q R(v + n)^2]^3},$$

und diese Gleichung geht in die zweite Ableitung der Gleichung (1) über (wenn man $q E_a = m$ setzt), wenn man annimmt, daß $q R$ gegen Eins zu vernachlässigen ist.

Die Substitution $v_a = E_a - R i_a$ kann man ebenfalls in Gleichung (3) vornehmen, aber sie führt dort zu beträchtlichen analytischen Komplikationen, weil der Ausdruck vom dritten Grade für i_a wird.

§ 32. Greifen wir auf das experimentelle Beispiel der Fig. 2 zurück (und berücksichtigen wir die im § 7 angedeuteten Korrektionen für v_a und v_c), so finden wir, daß für $v_a > 25$ annähernd die Formel (3) mit den nachstehenden Zahlenwerten angenommen werden kann:

$$i_a = 180 \cdot 10^{-6}\left\{1 + \frac{32(v_c + 0{,}82\, v_a - 15)}{256 + (v_c + 0{,}82\, v_a - 15)^2}\right\}.$$

Wollten wir nun für $v_a < 25$ die Formel (2) mit der Bedingung annehmen, daß für $v_a = 25$ die Formeln zusammenfallen, so würden wir erhalten:

$$i_a = 7{,}2 \cdot 10^{-6} \cdot v_a\left\{1 + \frac{32(v_c + 5{,}5)}{256 + (v_c + 5{,}5)^2}\right\}.$$

Die dem System der beiden letzten Gleichungen entsprechenden Kurven sind in Fig. 18 ausgezogen dargestellt. In dieser Figur ist

26*



ferner gestrichelt (in willkürlichem Maßstabe) die Kurve für das Gleichrichtervermögen als Funktion von v_c für $E_a = 25$ und $R = 10\,000$ gezeichnet, sowie mit Strichen und Punkten (in demselben Maßstabe) die gleiche Kurve für $E_a = 25$ und ein gegen Eins zu vernachlässigen-

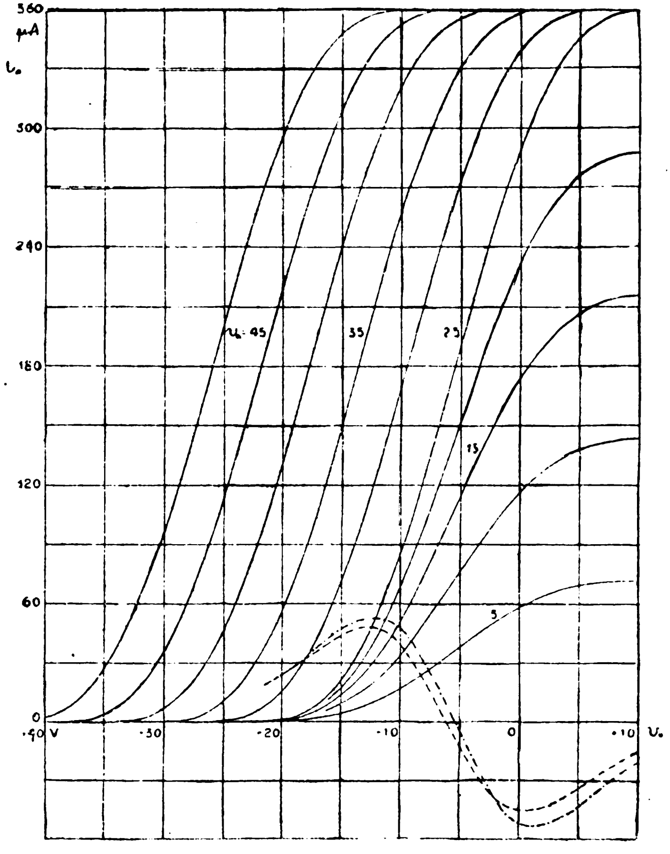


Fig. 18.

des qR. Um Fig. 18 mit Fig. 2 zu vergleichen, muß man berücksichtigen, daß die in Fig. 2 bezeichneten Werte von v_a und v_c alle um 1,4 V vergrößert werden müssen (vergl. § 7).

§ 33. Nimmt man für die Charakteristik des Audions Formeln wie (2) und (3) an, welche ihrer Krümmung Rechnung tragen, so kann

man auf Grund ihrer die Untersuchung des Verhaltens als Verstärker und als Erreger wiederholen, die wir bereits für den Fall der ebenen Charakteristik durchgeführt haben. Abgesehen von den analytischen Schwierigkeiten kann man voraussagen, daß die neuen Ergebnisse sich von den bereits erhaltenen um so weniger unterscheiden müssen, je enger begrenzt die zyklischen Änderungen der Elemente sind, und je mehr sich das Stück der Charakteristik, in dem wir diese Änderungen vor sich gehen lassen, einer Ebene nähert. Berücksichtigt man dann gleichzeitig die drei Wirkungen des Audions, so kann man neue Fälle der Wirkungsweise außer den zuvor behandelten oder angedeuteten betrachten. Beispielsweise gestattet die Gleichrichterwirkung, die in Begleitung der Verstärkerwirkung auftritt, im Falle der Fig. 4 ohne einen besonderen Detektor im Telephonkreise auszukommen und das Telephon gleich in den Anodenkreis zwischen a' und b' einzuschalten statt in den Schwingungskreis. Die Schaltung wird dann jener der Figg. 3 u. 17 äquivalent, wenn man durch R das Telephon und durch die kleine zwischen a und b eingeschaltete Wechselstromquelle den geschlossenen Schwingungskreis darstellt, der mit dem Empfangsluftleiter gekoppelt ist. Dies ist die einfachste Schaltungsweise des Audionempfängers für Signale mit gedämpften Wellen, und in ihr kann man noch die Regelungs-EMK. E durch einen einfachen mit dem Rost in Reihe geschalteten Kondensator ersetzen (s. § 21).

In derartigen Schaltungen besteht keine Koppelung zwischen den äußeren Kreisen, und es wird das Regenerierungsvermögen, das sich daraus infolge der Verstärkerwirkung des Audions ergibt, nicht nutzbar gemacht. Berücksichtigt man dieses Kriterium, so sieht man, wie auch für den Empfang gedämpfter Wellen die durch die Figg. 7, 8, 9, 10, 13, 14, 15 und 16 dargestellten Schaltungen ihr überlegen sein müssen. In diesen Schaltungen braucht man zur Vervollständigung des Empfängerkreises nur anzunehmen, daß der Widerstand R' ein Telephon darstellt, und daß mit der Selbstinduktion L der Empfangsluftleiterkreis gekoppelt ist, der in der Figur nicht gezeichnet ist. Die Schaltungsweisen dieses Typus haben den großen Vorzug, auch den Empfang kontinuierlicher Wellen nach der Schwebungsmethode zu gestatten. Bringt man nämlich das System auf solche Bedingungen, in denen es zum Erzeuger wird, so überlagern sich die örtlichen Schwingungen mit den vom Luftleiter empfangenen, und man erhält dann bei Änderung der Wellenlänge der ersteren Schwebungen von beliebig regelbarer musikalischer Schwingungszahl. Somit erhält man denn auch infolge der Gleichrichterwirkung im Anodenkreise eine Kompo-

nente des Telephonstromes, welche den Empfang gestattet. Das ist die Wirkungsweise als Autoheterodyn.

Die Mannigfaltigkeit der Schaltungsweisen, die vorgeschlagen worden sind, um die angegebenen Ergebnisse (und auch noch andere, wie beispielsweise die stufenweise Verstärkung der radiotelegraphischen und der radiotelephonischen Stromstärke in einer und derselben Röhre) zu erhalten, ist sehr groß, aber durch passende Vereinfachungen lassen sie sich auf die Grundformen zurückführen, deren Eigenschaften wir hier untersucht haben.

Zusammenfassung.

§ 34. Die vorliegende Untersuchung kann vielleicht als ein erster Versuch einer „Theorie des Audions" angesehen werden, in welcher *a*) die radiotelegraphischen Anwendungen der Vakuumröhren mit drei Elektroden aufgezählt werden; *b*) ihre Eigenschaften und die Art ihrer Darstellung durch Charakteristiken untersucht werden; *c*) einfachste Näherungsformen für den analytischen Ausdruck dieser Charakteristiken vorgeschlagen werden; *d*) die Möglichkeit dargetan wird, auf Grund der vorgeschlagenen Charakteristiken die Wirkungsweisen des Audions als Verstärker und als Erzeuger zu untersuchen; *e*) die Eigenschaften einiger typischer Audionschaltungen analytisch erörtert werden; *f*) der Weg vorgezeichnet wird, nicht nur die Wirkungsweise des Audions als Empfänger zu untersuchen, sondern auch die verwickelteren Fälle, in denen das Audion gleichzeitig verschiedene Aufgaben erfüllt.

Istituto Elettrotecnico e Radiotelegrafico della R. Marina,
Livorno, R. Accademia Navale, 15. Dezember 1916.

(Eingegangen 15 Mai 1917.)

(Nach einem Sonderabdruck von „L'Elettrotecnica", 25. Jan. bis 5. Febr. 1917, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

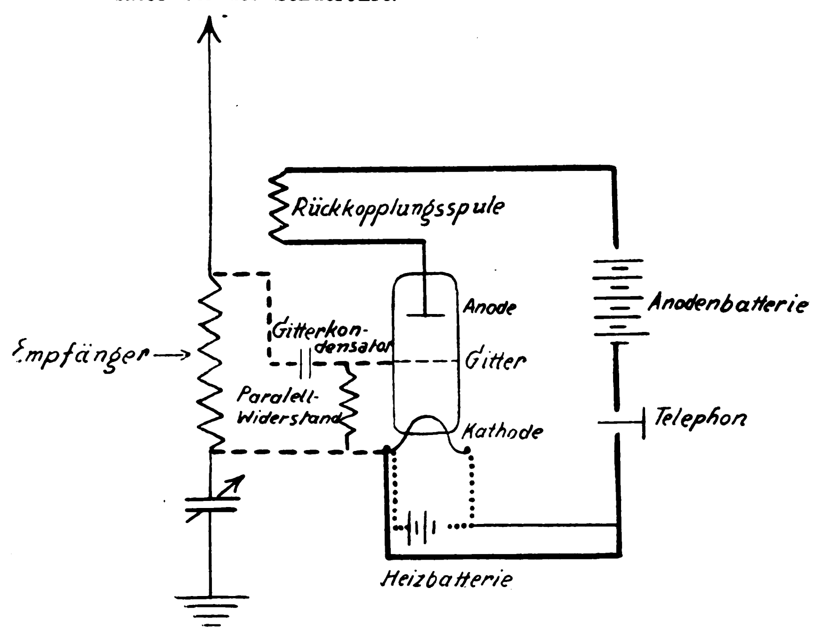
Mitteilungen aus der Praxis.

Audion.

In den ausländischen Arbeiten über das Audion kommen Ausdrücke vor, die in der Terminologie der deutschen Radiotechnik nicht gebräuchlich sind. An Hand nachstehender Figur sei deshalb zur allgemeinen Klarstellung folgendes bemerkt:

Man unterscheidet bei jeder Kathodenröhre:

Anodenkreis, enthaltend die Gasstrecke zwischen Anode und Kathode, Anodenbatterie, sowie das Telephon im verstärkten Stromkreis der Verstärkerröhre und beim Audion, sowie Spule oder Kondensator bei der Senderöhre.



Anodenkreis: ausgezogen;
Gitterkreis: gestrichelt;
Brennerkreis: punktiert.

Gitterkreis, enthaltend die Gasstrecke zwischen Gitter und Kathode, den unverstärkten Stromkreis der Verstärkerröhre, den Anschluß mit Gitterkondensator und Parallelwiderstand zum Empfänger beim Audion und die Kopplung (induktiv oder kapazitiv) mit dem Anodenkreis bei der Senderöhre.

Brennerkreis zum Heizen der Glühkathode.

Eichhorn.

(Eingesandt 1. Oktober 1917.)

In der „Neue Zürcher Zeitung“ erschien kürzlich folgender Bericht:

Drahtlose Telegraphie zwischen Kalifornien und Japan.

Während des Krieges — im November des vorigen Jahres — ist eins der Glieder der großen Kette drahtloser Telegraphenämter fertig geworden, die die Marconigesellschaft seit einer Reihe von Jahren geplant hat, und gegenwärtig kann man bereits von San Francisco in Kalifornien nach Funabaschi in Japan drahtlos telegraphieren. Die in Gotenburg erscheinende schwedische Fachzeitschrift für drahtlose Telegraphie und Telephonie „Radio“ teilt nähere Einzelheiten über Einrichtung und Betrieb dieser drahtlosen Telegraphenlinie mit.

In der Nähe von San Francisco liegt die Doppelstation Marshall-Bolinas, die von Funabaschi rund 11 000 Kilometer entfernt ist. Zwischen den beiden Endpunkten der Strecke, fast 4000 Kilometer von der amerikanischen Küste, nicht ganz 7000 Kilometer von Japan entfernt, liegt die Vermittlungsstelle, ebenfalls eine Doppelstation, Kahuku-Koko-Head auf Hawai, wohl die größte Einrichtung für drahtlose Telegraphie, die bisher überhaupt geschaffen worden ist. Koko-Head liegt gegen 16 Kilometer östlich von Honolulu auf Oahu, der drittgrößten Hawai-Insel. Die Antennen für den Amerikadienst sind in südwestlicher Richtung gespannt, die für den Japandienst in östlicher. Für die Amerika-Antennen sind fünf Masten von etwa 100 Meter Höhe errichtet worden, während die Japan-Antennen von zwei je 133 Meter hohen Masten getragen werden, von denen aus sie sich nach einem Turme ziehen, der auf Koko-Head steht, einem erloschenen Vulkan von 370 Meter Höhe. Dieser Turm ist noch 45 Meter hoch, die Länge der Antennen beträgt daher annähernd 600 Meter. In Kahuku sind die Einrichtungen noch größer und ausgedehnter: die Amerika-Antenne wird von 12 Masten von 100 Meter Höhe getragen und liegt nach Südwesten, die Japan-Antenne hängt an 12 Masten von 150 Meter Höhe. Auf der amerikanischen Seite des Stillen Weltmeeres sind in Bolinas Antennen, die von 8 je 100 Meter hohen Masten getragen werden, während die Station Marshall 7 Masten von annähernd gleicher Höhe hat. Den elektrischen Strom von 300 Kilowatt liefern Motoren von 500 Pferdekräften. Der Bau der Anlagen mitten im Weltmeer war nicht einfach, da fast die gesamten Baustoffe auf langem Wege dort hingeschafft werden mußten. Das meiste wurde von New-York aus nach der Ostküste Mexikos mit dem Dampfer befördert, dann mit der Eisenbahn an die Westküste gebracht und von dort weiter mit dem

Schiffe nach Honolulu geführt. Alle Einrichtungen dieser Linie für drahtlose Telegraphie sind selbstverständlich auf der Höhe der Zeit; so geschieht das Senden aller Telegramme automatisch mit Hilfe durchlochter Streifen, die in den Sender nur eingespannt zu werden brauchen. Die Telegraphiergeschwindigkeit ist recht erheblich; es können 300 Zeichen in der Minute übermittelt werden. Als Empfänger dienen Einrichtungen, die dem Diktaphon nachgebildet sind und von denen besondere Beamte die Telegramme, wenn sie fertig vorliegen, rasch ablesen. Als Sprache ist nur das Englische und Französische zulässig.

Die Errichtung ähnlicher Anlagen empfiehlt sich, wie der Krieg lehrt, auch für die Mittelmächte. E.

(Eingesandt 15. September 1917.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

A. W. Hull in Worcester, Mass., V. St. A., beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1114697 drei Ausführungsformen und Schaltungsanordnungen für Elektronenentladungsröhren, und zwar ist der Hauptzweck der, die Wirkung der sogenannten Raumladung bei solchen Elektronenentladungsgefäßen zu verringern ohne zugleich die Wirkungsweise des Apparates zu beeinträchtigen. Zu diesem Zwecke wird die Elektronenentladung innerhalb eines positiven Feldes erzeugt, welches durch ein sehr hohes Potential erzeugt werden kann, und die Elektronen werden durch ein elektromagnetisches Feld, welches parallel zu einer die Anode und die Kathode verbindenden Linie verläuft, daran gehindert, sich auf den Leiter, durch den das positive Feld erzeugt wird, zu entladen. Auf diese Weise wird die Bewegung der Elektronen innerhalb einer vorherbestimmten Zone begrenzt. Der positiv geladene Körper erhöht sonach den Elektronenentladungsstrom, indem er die Wirkung der Raumladung eliminiert ohne selbst Energie abzuleiten. Fig. 1 zeigt eine solche Anordnung. Der Elektronenentladungsapparat besteht aus einer zylindrischen Glas-, Quarz- oder drgl. Röhre 1. Die elektronenaussendende Kathode 2 besteht aus einem geradlinig ausgespannten Draht aus schwer schmelzbarem Metall, z, B. Wolfram, der in der Achse der Röhre 1 angeordnet ist.

Dieser Kathodendraht 2 wird durch einen durch die eingeschmolzenen Leitungen 3 und 4 zugeführten Strom auf Weißglut erhitzt. Durch eine zylindrische Feder 5 wird der Kathodenglühdraht straff gespannt erhalten. Die Anode 6 hat eine Durchbrechung, durch welche der Draht 4 hindurchgeht. Sie besteht ebenfalls aus sehr schwer schmelzbarem Material, vorzugsweise Wolfram. Die Anode ist durch Elektronenbombardement während des Herstellens der Röhre möglichst von okkludierten Gasen befreit. Der Innenraum der Röhre ist mittels einer Gaede-Molekularpumpe soweit entlüftet, daß Gasionisation in der Hauptsache oder vollkommen verschwunden ist. Die bebesonderen Gasdrucke hängen von den Spannungen und den Strömen

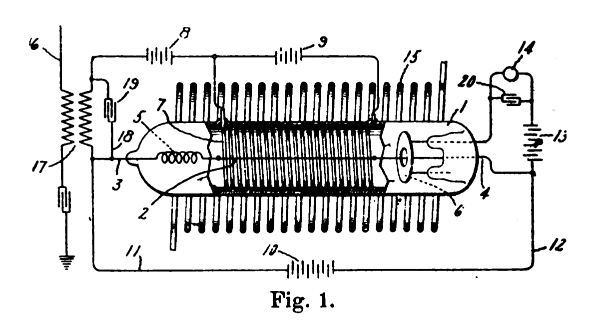


Fig. 1.

ab, mit denen gearbeitet werden soll, und sie können einige Hunderttausendstel Millimeter Quecksilberdruck oder sogar besser noch weniger betragen.

Die Kathode 2 ist von einem Leiter 7 umgeben, der vorzugsweise aus einer eng gewundenen Drahtspirale besteht, die sich wenigstens über die ganze Länge der Kathode hinweg erstreckt und dicht an der Wandung der Röhre angeordnet ist. Der Leiter 7 kann auch gegebenenfalls die Form einer zylindrischen Metallhülse annehmen, oder auch die eines Metallniederschlages auf der inneren Oberfläche der Glasröhre 1. Der Leiter 7 wird mit der positiven Klemme einer geeigneten Spannungsquelle (Batterie) 8 verbunden, deren negative Klemme an die Kathode 1 angeschlossen ist. Um den Leiter 7 einen Potentialgradienten zu geben, der demjenigen des Glühdrahtes ähnlich ist, sind seine Enden vorzugweise mit einer Batterie 9 verbunden, deren Potential so eingestellt ist, daß das Feldpotential an irgend zwei entgegengesetzten Punkten gleichgroß wird wie das des Glühdrahtes. Der Kathodendraht wird auf Glühtemperatur erhalten durch die Batterie 10, die über die Zuleitungen 11 und 12 angeschaltet ist. Zwischen die

Kathode 2 und die Anode 6 ist eine Ortsstromquelle 13 geschaltet, deren positive Klemme mit der Anode verbunden ist. Im Ortsstromkreis liegt der Anzeigeapparat 14, z. B. in Gestalt eines Telephonhörers, oder ein anderer elektromagnetischer Anzeiger, z. B. ein elektromagnetisches Relais. Wenn nun bei der bisher beschriebenen Röhrenanordnung ein Potential zwischen die Kathode und die Anode durch die Stromquelle 13 angelegt wird, wird eine kontinuierliche Elektronenentladung durch den evakuierten Raum zwischen der Kathode und der Anode stattfinden. Wie bereits erwähnt, wird dieser Strom bei einer bestimmten Spannung begrenzt und verringert sein durch die sogenannte Raumladung, deren Wert in jedem besonderen Falle abhängt von der geometrischen Gestalt der Elektronenentladung, von dem Abstande zwischen den Elektronenentladungselektroden und von anderen Faktoren. Wenn der Leiter 7 positiv geladen wird und dem elektrischen Felde um die Kathode eine radiale Komponente gegegeben wird, wird die Raumladung veringert je nach dem Potential der positiven Ladung. In diesem Falle würde der Elektronenstrom zum Teil nach dem Leiter 7 verlaufen, der dann als Anode wirken und die Wirkung der Anordnung verringern würde. Gemäß der Erfindung soll nun diese Entladung der Elektronen auf den positiv geladenen Körper verhindert werden, indem der Apparat mit einer magnetischen Spule 15 umgeben wird, die bei geeigneter Erregung ein elektromagnetisches Feld erzeugt, welches parallel zur Kathode 2 verläuft. Dieses Feld zwingt die Elektronen, sich in gekrümmten Bahnen um die Kathode zu bewegen und zur Kathode zurückzukehren, wenn kein Potential zwischen der Kathode und der Anode herrscht, dagegen im anderen Falle in Spiralen um die Kathode sich zu bewegen, bis sie die Anode erreichen. Durch Veränderung des Potentials des positiv geladenen „Neutralisators“ 7 kann der Entladungsstrom mit einer genügend hohen Temperatur des Glühdrahtes variiert werden. Diese Anordnung kann verwendet werden zum Empfang elektromagnetischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Dabei ist z. B. 16 in Fig. 1 eine geerdete Antenne, 17 ein lose gekoppelter Empfangstransformator, 18 ein abgestimmter Schwingungskreis mit dem Kondensator 19; 14 ist ein Telephonhörer, zu dem parallel ein Kondensator 20 liegt. Fig. 2 zeigt eine Abänderung, bei der statt der Drahtspirale 7 in Fig. 1 ein Metallzylinder 21 tritt, der an seinem einen Ende einen ringförmigen Teil 22 besitzt, der vorzugsweise im rechten Winkel zur Achse der Röhre liegt und so einen verhältnismäßig hohen Beitrag zur elektrischen Kraft parallel zur Röhre liefert. Die Wechselstromquelle 23

kann eine Dynamomaschine sein, oder ein Transformator oder ein Oszillator. 24 ist eine Gleichstromquelle. Durch die Wechselstromquelle 23 wird der Stromfluß der Gleichstromquelle 24 so gesteuert, daß der Wechselstrom 23 in verstärkte Pulsationen der Gleichstromquelle umgesetzt wird, die dann durch den Transformator 26 wieder

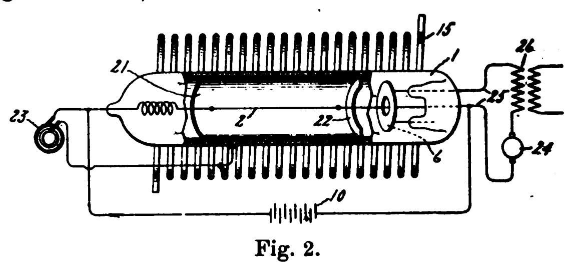


Fig. 2.

in Wechselstrom verwandelt wird. Das Ganze dient also zur Steuerung starker bzw. hochgespannter Gleichströme (24) durch schwache Wechselströme (23). Fig. 3 zeigt eine dritte Ausführungsform dieser Entladungsröhre, bei der zwei im rechten Winkel zueinander verlaufende

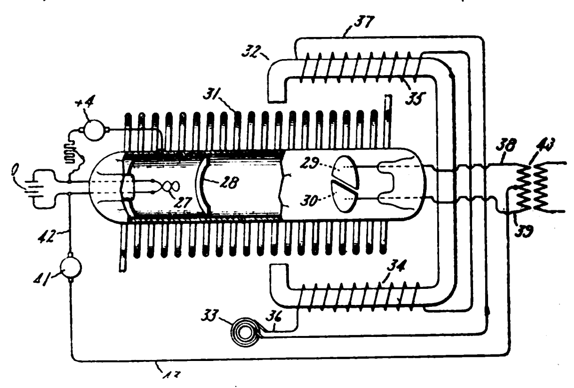


Fig. 3.

magnetische Felder verwendet werden. 27 ist die Elektronen aussendende Glühkathode. Der Elektronenstrom ist in einem längs der Röhrenachse fließenden Strom konzentriert, der eine der Anoden 29 oder 30 erreicht. Der Ausgleichsleiter oder Neutralisator 28 erhält eine positive Ladung durch die Hochspannungsquelle 44. Der Neutralisator 28 besitzt wiederum ein ringförmiges Endstück im rechten Winkel zur Röhrenachse, wodurch die Geschwindigkeit der Bewegung der Elektronen gegen die Anoden 29 und 30 zu gesteigert wird. Die

Elektronen werden durch das magnetische Feld des Solenoids 31 gehindert, sich nach dem Ausgleicher oder Neutralisator 28 zu entladen, vielmehr werden die Elektronen durch dieses magnetische Feld veranlaßt in einem in der Achse der Röhre konzentrierten Strom zu fließen. Durch den Magneten 32, der ein im rechten Winkel zu dem von der Spule 31 erzeugten Feld gerichtetes Feld erzeugt, wird ein resultierendes Feld erzeugt, so daß der Elektronenstrom abgelenkt und entweder nach der Anode 29 oder nach der Anode 30 gerichtet wird. Das Feld des Magneten 32 kann durch eine Wechselstromquelle 33 erzeugt werden, die mit den Wicklungen 34 und 35 durch die Leitungen 36 und 37

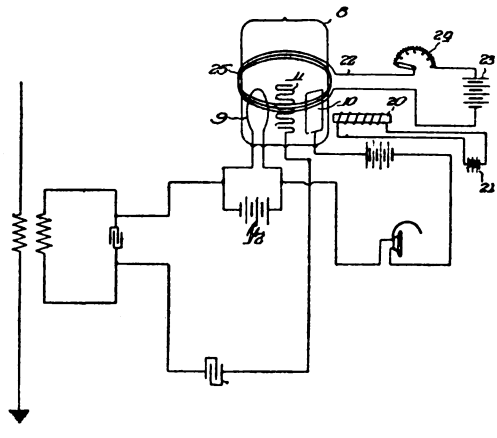


Fig. 4.

verbunden ist. Wenn die Anoden 29 und 30 mit Hilfe der Leiter 38 und 39 an die entgegengesetzten Enden der Primärspule 40 eines Transformators gelegt sind und eine Gleichstromquelle 41 einerseits mit der Glühkathode 27 andererseits mit dem mittleren Punkt der Primärwindung 40 verbunden ist, so wird ein Wechselstrom durch diese Primärspule fließen, dessen Frequenz mit derjenigen der Wechselstromquelle 33 übereinstimmt. Die Gleichstromquelle 41 kann sehr hohe Spannung besitzen, z. B. 100000 Volt; sobald aber der Strom von der Kathode zu einer der Anoden zu fließen beginnt und im äußeren Kreis Arbeit verrichtet, fällt die Spannung zwischen der Kathode und der Anode auf einen niedrigen Wert, so daß die Elektronen in der Röhre verzögert werden und deshalb die Anode nicht mit einer genügenden Geschwindigkeit erreichen, um eine übermäßige Erhitzung der Anode zu bewirken. Bei dieser Ausführung wird das positive

Potential auf dem die Kathode umgebenden Leiter nicht entladen und die Stromquelle 44 leistet dann keine Arbeit.

Ferner ist zu erwähnen die amerikanische Patentschrift 1138652 von B. Graves in Thorntown, Indiana, V. St. A. Sie bezieht sich auf eine Dreielektroden-Röhre der üblichen Detektorschaltung, siehe Fig. 4 mit der Glühkathode 9, der Anodenplatte 10 und dem Gitter 11. Graves will diese Anordnung dadurch empfindlicher machen, daß er erstens einen Elektromagneten 20 vorsieht, der aus einer Gleichstrom-

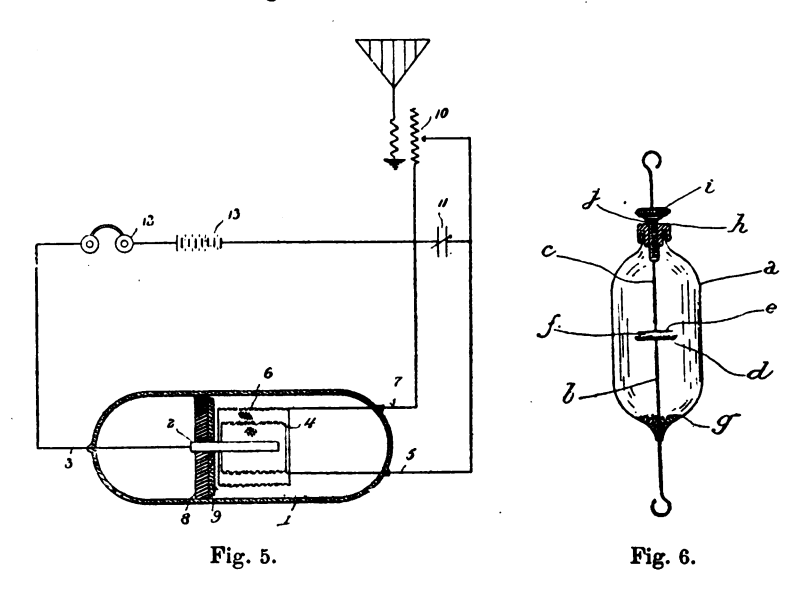


Fig. 5. Fig. 6.

quelle 21 erregt wird und nahe bei der Anodenplatte 10 angeordnet wird, und daß er zweitens in einem Ortsstromkreis 22 mit der Batterie 23 und dem Reglungswiderstand 24 eine Spule 25 vorsieht, die die Röhre mit den drei Elektroden umgibt.

Chester D. Ainsworth in Worcester, Mass., V. St. A., beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1145735 einen Vakuumröhrendetektor mit drei Elektroden, bei denen zur Ionisation anstelle einer Glühkathode eine radioaktive Substanz (Uranium, Thorium, Radium oder Aktinium) verwendet wird, die in der Nähe der Elektroden angeordnet wird. Fig. 5 zeigt diese Anordnung. In einem zylinderförmigen Gefäß 1 aus Glas ist konzentrisch zur Achse eine röhrenförmige Anode 2 angeordnet, die an die eingeschmolzene Zuleitung 3 gelegt ist. 4 bezeichnet eine neutrale Elektrode aus Drahtgewebe, in

Gestalt eines zur Anode konzentrischen Hohlzylinders; an dieser liegt die eingeschmolzene Zuleitung 5. Eine zylindrische Kathode 6 umgibt die Elektrode 4 konzentrisch; sie besteht ebenfalls aus Drahtgewebe, jedoch mit viel engeren Maschen, wie andeutungsweise aus der Fig. 5 zu ersehen. 7 ist die zugehörige eingeschmolzene Zuleitung.

Innerhalb der Röhre 1 ist eine Scheibe 8 angeordnet aus Isolationsmaterial; auf ihr ist die radioaktive Masse 8 angebracht. Die Zuleitungen 5 und 7 von der Kathode 6 und der neutralen Elektrode 4 führen zu den Enden des Abstimmtransformators 10 und des Kondensators 11. 12 ist der Telephonhörer und 13 eine Ortsstromquelle. Wenn der Transformator 10 nicht erregt ist, ist das verdünnte Gas im Innern der Röhre 1 in einem Zustande der Ionisation infolge der Gegenwart der radioaktiven Substanz 9, während das Potential der Batterie 13 so gewählt ist, daß die Spannung zwischen der positiven Elektrode 2 und der negativen Elektroden 4 und 6 niedriger ist als nötig um den Widerstand der Vakuumstrecken zu überwinden und den Raum zu durchbrechen. Treffen dagegen Schwingungen im Transformator 10 ein, so vermag ein Strom durch die Röhre zu fließen.

Auch René Darmezin beschreibt in der französischen Patentschrift 396406 einen Detektor mit einem evakuierten Elektrodengefäß und Ionisation durch eine radioaktive Masse; diese Anordnung zeigt Fig. 24; sie besteht aus einer Glasröhre *a*, in welcher mittels der leitenden Stäbe *b* und *c* die Platten *d* und *e* angeordnet sind, die zwischen sich einen engen Spalt *f* lassen nnd deren eine mit Radiumsalz bedeckt ist, z. B. mit Radiumbromür. In der Röhre ist außerdem eine trocknende Substanz *g* angeordnet und die Röhre evakuiert. Der Abstand der beiden Platten *e* und *d* kann durch Schrauben *h*, *i*, *j* geregelt werden.

Das britische Patent 28413 vom Jahre 1913 der Marconi Company und von H. J. Round bezieht sich auf den Empfang ungedämpfter Wellen unter Erzeugung von Schwebungstönen auf der Empfangsstation; in den Figg. 7, 8 und 9 sind beispielsweise Schaltungsanordnungen angegeben. Gemäß Fig. 7 ist der Schwingungskreis *a* auf die Antenne und die ankommenden Schwingungen der Signale abgestimmt und infolge seiner Verbindung mit der Steuerungselektrode (Gitter *b*) des Audionempfängers erzeugt er im Schwingungskreise *e*, der im Anoden- oder Verstärkungsstromkreise der Röhre liegt, erzwungene Schwingungen von der Frequenz der ankommenden Wellen. Gleichzeitig werden durch Rückwirkung infolge der Kopplung zwischen

e und *a* Schwingungen von der Eigenfrequenz des Kreises *e* in diesem erzeugt, wobei deren Energie von der Batterie, die in Serie mit dem Telephon im Anoden- oder Verstärkungskreis der Röhre liegt, geliefert wird. Da die Frequenzen der beiden im Schwingungskreise *e* auftretenden und sich überlagernden Schwingungen voneinander verschieden sind, so erzeugen sie Interferenz- oder Schwebungsschwingungen von der Höhe hörbarer Töne und infolge der Gleichrichter- oder Ventilwirkung der Röhre entstehen im Anoden- und Batteriestromkreis Stromstöße gleicher Richtung, die durch das Telephon fließen. Wenn dann also die Eigenschwingung des Kreises *e* in bezug auf die Frequenz der ankommenden Wellen so eingestellt ist, daß die Schwebungsfrequenz niedrig genug ist, entsteht im Telephon ein hörbarer Ton. Durch Veränderung der Kopplung zwischen *a* und *e* kann man die effektive Induktanz und die Rückwirkung der Schwingungskreise aufeinander einstellen und so die Höhe und die Stärke des Schwebungstones im Telephon regulieren. Fig. 8 zeigt eine ähnliche Anordnung, nur sind hier

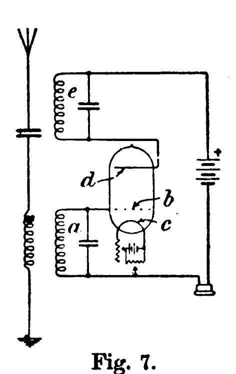


Fig. 7.

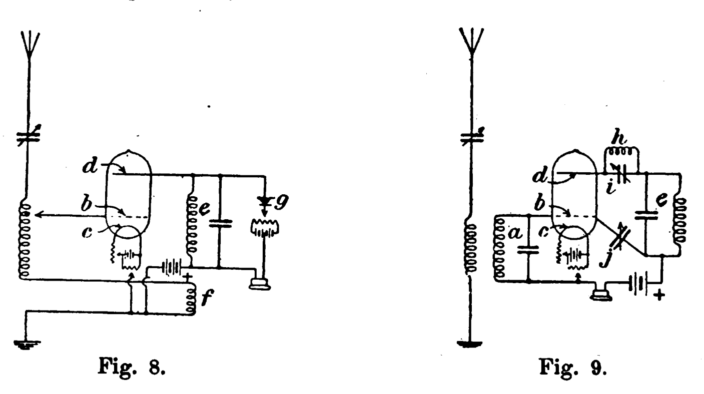


Fig. 8. Fig. 9.

die Glühelektrode *c* und das Gitter *b* direkt mit dem Luftleiter verbunden, statt mit einem Schwingungskreis induktiv gekoppelt zu sein; außerdem ist die Induktanz des Kreises *e* induktiv mit der Spule *f* im Luftleiter gekoppelt, um die nötige Rückwirkung zu erhalten. Ein Gleichrichtdetektor *g* ist hierbei im Telephonzweig notwendig. In Fig. 9 ist eine Drosselspule *h*, zu der parallel ein veränderlicher Kondensator *i* liegt, in Reihe mit der dritten Elektrode

geschaltet, und in diesem Falle ist eine magnetische Kopplung zwischen den Kreisen *a* und *e* nicht nötig. Der Kondensator *j* ist oftmals erforderlich, um, wie durch Versuche festgestellt worden ist, die Wirkung der Kapazität *i* zwischen *a* und *b* aufzuheben. In Vakuumröhren dieser Art wird ferner das Glas infolge der Einwirkung des Kathodenstromes elektrisiert, was eine Art Polarisationswirkung zur Folge hat. Um diesen Nachteil zu beseitigen, werden sowohl die Steuerungselektrode (Gitter) als auch die Anode in Gestalt von geschlossenen Zylindern ausgeführt, die den Glühdraht vollständig umschließen. Die Kapazitätswirkung zwischen den Zylindern kann genügend groß gemacht werden, um die magnetische Kopplung, die zwischen dem

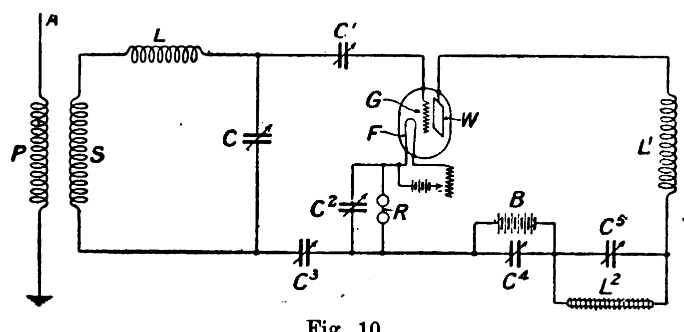


Fig. 10.

Steuerungs- und dem Verstärkungskreis zur Erzeugung der Schwingungen sonst erforderlich wäre, unnötig zu machen.

E. H. Armstrong beschreibt in der britischen Patentschrift 24231 vom Jahre 1914 und in der amerikanischen Patentschrift 1113149 einige Schaltungsanordnungen von Audionröhren, die ebenfalls zum Schwebungstonempfang für ungedämpfte Schwingungen dienen. Eine dieser Anordnungen ist in Fig. 10 wiedergegeben. Hier ist der übliche Resonanzempfangskreis $L\,C\,S$, wobei S die Sekundärspule des Empfangstransformators ist, mit der Steuerungsseite der Vakuumröhre durch die Kondensatoren $C^1 C^3$ gekoppelt. Der Verstärkungsstromkreis $L^1 C^5 C^4$ ist ebenfalls mit der Röhre verbunden und mit dem Steuerungskreis durch den Kondensator C^2 und die Induktanz R gekoppelt. In der besonderen Schaltung nach Fig. 10 ist die Induktanz des Telephonempfängers zur Kopplung benutzt. Der Kondensator C^5 wird so eingestellt, daß infolge der Rückwirkung zwischen den Schwingungskreisen Schwingungen erzeugt werden, deren Frequenz etwas von denen des Resonanzkreises abweicht, und somit Schwebungen auftreten. Diese

Schwingungen von niederer Frequenz werden ihrerseits durch die Röhre und ihre Schwingungskreise verstärkt, und somit werden laute Signaltöne erzeugt.

In der genannten amerikanischen Patentschrift 1 113 149 sind eine Reihe weiterer Schaltungsanordnungen angegeben, die demselben Endzweck dienen, von denen jedoch hier mangels Raumes keine weiter reproduziert werden kann.

Die französische Patentschrift 467 747 der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie und die britische Patentschrift 252 vom Jahre 1914, die auf die Namen Graf Arco und Meissner lautet, enthält ebenfalls eine Reihe von Audionschaltungen zur Erzeugung verstärkter Empfangsschwingungen, zum Teil auch nach dem Interferenztonempfang. In

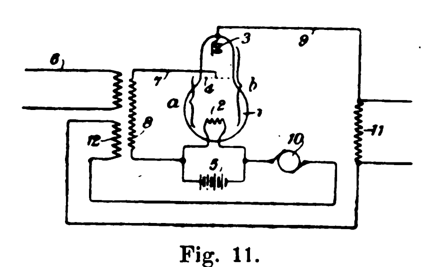


Fig. 11.

Fig. 11 ist zunächst eine Anordnung dargestellt, mittels welcher irgendein im Stromkreis 6 fließender Wechselstrom im Kreise 9, 11 verstärkt wiedergegeben werden kann. Hier bedeutet 2 die übliche Glühkathode, 4 die Gitter- oder Steuerungselektrode und 3 die Anode; der Kreis 9 enthält eine Stromquelle 10 von hoher EMK, so daß Strom von 3 nach 2 im Innern der Röhre fließt. Das Wesentliche dieser Anordnung besteht darin, daß der den verstärkten Strom führende Kreis so angeordnet ist, daß er durch die Kopplung 12, 8 wieder auf den Steuerungskreis 7 zurückwirkt, so daß die Amplitude der die Wirkung auslösenden Störung in 7 verstärkt wird. Diese zwischen den Kreisen 9, 11 und 6 hin und her gehende Verstärkungswirkung wird nur durch die Eigenschaften der Röhre selbst und durch den Energiebetrag, der bei 11 abgeleitet wird, begrenzt. In Fig. 12 ist eine Anwendung der nach Fig. 11 zur verstärkten Wiedergabe von Linientelephonströmen dienenden Verstärkungsanordnung auf drahtlose Empfangsstationen dargestellt. Der Kreis 15 mit dem Detektor 19, dem Blockkondensator 20 und dem Telephon 21 bilden die übliche Empfangsanordnung. Wenn ein Wellenzug ankommt, so bringt der Trans-

formator 8 eine EMK auf dem Wege 4, 2 auf die Röhre zur Einwirkung; die verstärkte Störung wirkt durch den Transformator 12 und verstärkt die Schwingung im Kreise 15; hierdurch entsteht in den Kreisen eine sehr rasch anschwellende Schwingung, deren Energie von der Stromquelle 10 geliefert wird und die erst nach dem Auf-

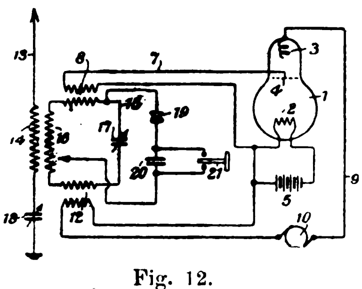


Fig. 12.

hören der den Vorgang auslösenden ankommenden Welle erlischt. Ähnlich ist die Wirkung der Anordnung nach Fig. 13, woselbst an Stelle der Verwendung eines besonderen Detektors, wie bei 19 in Fig. 12, die Röhre sowohl die Wirkung eines Detektors und eines Verstärkers gleichzeitig ausübt. Die Anordnung nach Fig. 13 wirkt

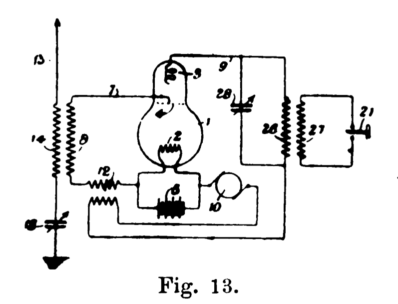


Fig. 13.

folgendermaßen: Ein Wellenzug, der von der Antenne her ankommt, wirkt über den Transformator 14, 8 auf die Gitterelektrode 4 und bewirkt, daß Pulsströme von 3 nach 2 im Innern der Röhre fließen. Diese Pulsströme wirken mittels des Transformators 12 auf den Gitterkreis 7 zurück und verstärken hier die Schwingung. Auf diese Weise werden die Schwingungen bis zu einem Maximum verstärkt und der Wellenzug wird in einen Zug einseitig gerichteter Pulsströme, die durch die Primärwicklung 26 des Telephontransformators fließen, um-

gesetzt. Der veränderliche Kondensator 28 dient nicht zum Abstimmen auf die empfangenen Wellen, sondern zu dem doppelten Zweck, die Hochfrequenzpulse über den Transformator 26, 27 zu leiten und die Energie im Telephon zu regeln. Auch in diesen Patenten von Arco und Meissner bzw. der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie wird die Röhre beim Empfang ungedämpfter Schwingungen als Schwingungserzeuger benutzt, um mit den ankommenden Schwingungen Interferenz- oder Schwebungsschwingungen von Tonhöhe zu erzeugen. In Fig. 14 ist eine solche Anordnung dargestellt. Die aufeinander zurückwirkenden Kreise sind mit der rechts ersichtlichen Röhre verbunden; der Kreis 31 ist etwas gegen die Frequenz der ankommenden Schwingungen verstimmt. Diese ankommenden Schwingungen erregen

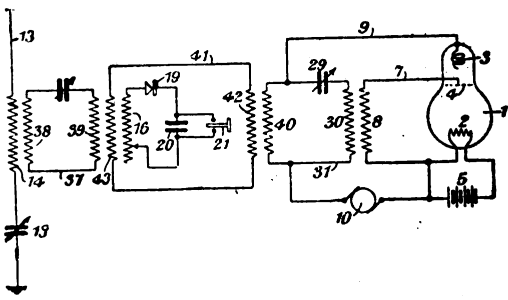


Fig. 14.

die Antenne 13, und diese wirkt über den Filterkreis 37 auf einen Kreis, der einen Detektor 19 und das Telephon 21 enthält. Dieser letztgenannte Kreis ist mit dem Kreis, in welchem Schwingungen erzeugt werden, gekoppelt, und zwar erfolgt diese Kopplung mit Hilfe der Spule 43 des nicht schwingungsfähigen Kreises 41. Hierbei entstehen dann im Detektortelephonkreis Schwebungen. Ist die Frequenz dieser Schwebungen niedrig genug, so erzeugen sie einen musikalischen Ton, wobei dann die Frequenz dieser Schwebungstöne gleich ist der Differenz zwischen der Frequenz der ankommenden Schwingungen und den örtlich erzeugten Schwingungen. In Fig. 15 ist eine Anordnung gezeigt, die zum Verstärkungsempfang bei gedämpften oder ungedämpften Schwingungen dient. Auch hier wird wieder die Rückwirkung der Schwingungskreise wie bei den Figg. 11 und 14 verwendet. Die Antenne 13 ist mittels der Windungen 14 und 40 mit dem Schwingungskreis 31 gekoppelt, der ganz wenig gegen die Antenne verstimmt ist. Die erzwungenen Schwingungen im Kreise 31 wirken

mit Hilfe der Windungen 30, 8 auf die Gitterelektrode 4 und dadurch entsteht wieder eine verstärkte Wirkung im Kreise 9 und im Kreise 31. Die Röhre wirkt so als Relais. Aber wenn die Kopplung zwischen 30 und 8 genügend fest gemacht wird, wirkt die Röhre gleichzeitig als Schwingungsgenerator und es werden dann freie Schwingungen im Kreise 31 erzeugt; infolgedessen treten wieder die Schwebungserscheinungen auf. Der Telephonempfänger 21 ist mit dem Kreise 9 über den Transformator 26, 27 gekoppelt und die Induktionsspule 26 ist durch den Kondensator 28 kurz geschlossen. Der Niederfrequenzstromkreis wird so leicht zu Schwingungen angeregt und diese werden

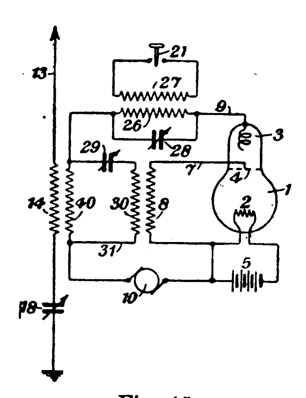


Fig. 15.

durch die Röhre aufrecht erhalten, so daß ein dauernder musikalischer Ton im Telephon entsteht. Dieser Ton kann dieselbe Frequenz wie der Pulsstrom im Kreise 9 besitzen und durch Einstellen des Kondensators 29 leicht einreguliert werden. Wenn diese beiden Niederfrequenzen wenig voneinander abweichen, ändert sich der Dauerton beträchtlich, wenn Schwingungen ankommen. In diesen Patentschriften sind auch Schaltungen zur Erzeugung von Hochfrequenzschwingungen für Senderzwecke beschrieben, indessen sollen diese Anordnungen erst in einem späteren Abschnitt dieser Patentberichte behandelt werden, der sich auf die Schwingungserzeugung mit Hilfe von Kathodenstrahlröhren bezieht.

Die Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin hat sich durch DRP. 299 301, für welches gemäß dem Unionsvertrage die Priorität auf Grund der den gleichen Gegenstand betreffenden Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika vom 29. Oktober 1913 beansprucht ist, ein abgestimmtes Empfangssystem für elektrische

Schwingungen schützen lassen. Das Wesen dieser Anordnung besteht darin, daß zwei oder mehrere, auf die auszuwählende Frequenz abgestimmte Schwingungskreise vorgesehen sind, die durch Relais in Kaskade geschaltet sind; diese Relais bestehen aus Entladungsgefäßen — vorzugsweise solchen mit reiner Elektronenentladung —, wobei der Hilfsstromkreis jeder Entladungsröhre mit einem der abgestimmten Schwingungskreise und der Anodenkreis mit dem folgenden Schwingungskreis verbunden ist. Hierdurch wird bezweckt, in den Anodenstromkreisen der aufeinanderfolgenden Relais elektrische Schwingungen mit fortschreitend abnehmender Störung auszulösen. In Fig. 16 ist eine solche Anordnung mit drei abgestimmten Kreisen 4/8, 12/15 und

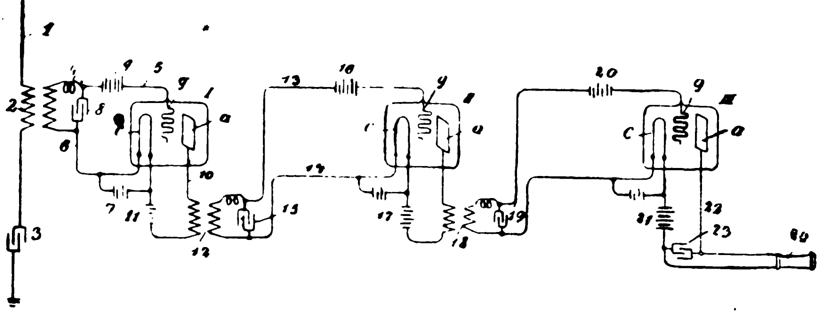


Fig. 16.

18/19 dargestellt. Durch eine solche Anordnung wird erreicht, daß die Sicherheit gegen Störungen durch nicht gewünschte Schwingungen in geometrischer Progression mit der Zahl der abgestimmten Stromkreise wächst. Da nämlich jeder abgestimmte Stromkreis für störende Schwingungen, deren Frequenz von der auszuwählenden abweicht, mehr oder weniger undurchlässig ist, so wird in jedem Stromkreis der Reihe ein bestimmter verhältnismäßiger Anteil der Störung ausgeschieden, so daß die Reinheit des ankommenden Wellenzuges progressiv in dem Maße wächst, wie er auf die aufeinanderfolgenden Relais übertragen wird. Als Relais eignen sich insbesondere diejenigen, welche in einem Entladungsgefäß bestehen, welches eine Glühkathode, eine Anode und eine als Sonde oder wegen ihrer gewöhnlichen Form als Gitter oder Rost bezeichnete Hilfselektrode besitzt.

Ein anderes DRP. der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin, für welches ebenfalls eine Unionspriorität vom 10. Dezember 1914 auf Grund einer Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika beansprucht ist, ist das DRP. 298 382. Es be-

trifft ein Verfahren und Einrichtungen zur Verstärkung elektrischer Schwingungen, insbesondere für die drahtlose Nachrichtenaufnahme, und das Wesentliche dieses Verfahrens besteht darin, daß in einem oder mehreren Verstärkern durch Einfügen von Strombegrenzern zwischen dem Verstärker und seiner sekundären Stromquelle statt des Stromes die Spannung der aufgenommenen Schwingungen ein- oder mehrmals verstärkt und gegebenenfalls schließlich durch die Schwingung von verstärkter Spannung eine Schwingung von verstärktem Strom hervorgerufen wird. In Fig. 17 ist eine solche Empfängeranordnung dargestellt, und Fig. 18 zeigt eine Anwendung des Strombegrenzers zur

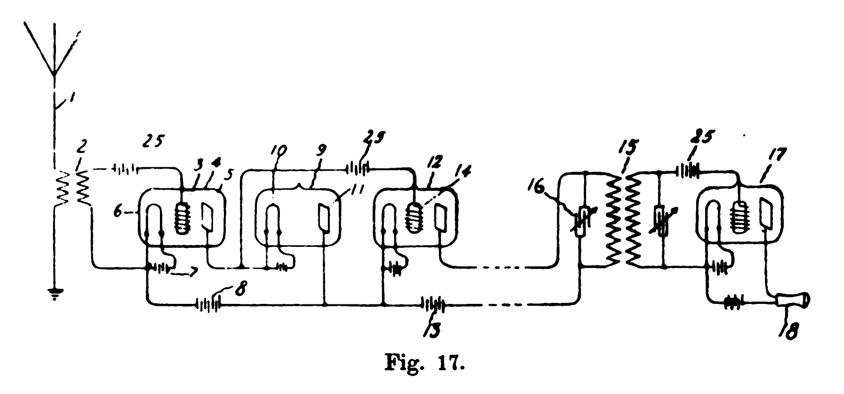


Fig. 17.

Verringerung statischer Störungen. Gemäß der Anordnung nach Fig. 17 ist die Antenne 1 durch einen Transformator 2 mit dem Gitter 3 eines Entladungsgefäßes 4 induktiv verbunden. Letzteres besitzt außer dem Gitter 3 eine gewöhnliche scheibenförmige Anode 5 und eine gewöhnliche fadenförmige, durch eine Batterie 7 zum Glühen gebrachte Kathode 6. Das Entladungsgefäß ist vorzugsweise in so hohem Grad entlüftet, daß der Stromdurchgang zwischen den Elektroden praktisch von keiner Gasionisierung begleitet ist, gleichgültig, wie groß die angewandte Spannung ist. In Reihe mit den Elektroden des Entladungsgefäßes liegt eine Energiequelle 8 und ein zweites Entladungsgefäß 9. Dieses ist ähnlich dem ersten Entladungsgefäß gebaut, besitzt jedoch kein Gitter. Das zweite Entladungsgefäß ist nun aber so entworfen, daß bei der Temperatur, die für die Kathode 10 am geeignetsten ist, der Strom bereits seinen Höchstbetrag erreicht, wenn die der Anode 11 aufgedrückte Spannung beträchtlich unter derjenigen der Energiequelle 8 liegt. Die beiden Entladungsgefäße sind so aufeinander abgestimmt, und die Spannung der Stromquelle 8 so gewählt, daß normal der

Sättigungsstrom des Gefäßes 9 kleiner ist als der Strom, der durch das Gefäß 4 bei normaler Spannung seines Gitters 3 geht. Wenn dann die Gitterspannung geändert wird, dann sucht auch der Strom durch das Gefäß 4 sich zu verändern. Da aber dieser Strom durch das als Strombegrenzer wirkende Gefäß 9 konstant gehalten wird, so ist keine Änderung des durch das Gefäß 4 gehenden Stromes möglich. Fig. 18 zeigt die Verwendung dieser Strombegrenzer zur Beseitigung der Störungen, die durch heftige statische Impulse, die von der Antenne aufgenommen werden mögen, herrühren. Der Strom, welcher von einem der durch die verstärkten Spannungsschwankungen beeinflußten Entladungsgefäße kommt, wird durch eine Spule 19 gesandt. Der so erhaltene Strom kann Wellen von einer Mehrheit von Stationen enthalten und außerdem Impulse von statischen Ladungen von viel größerer

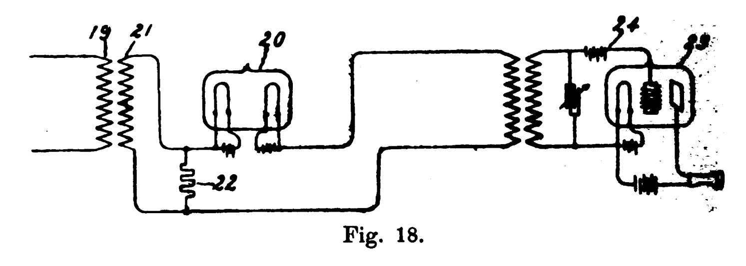


Fig. 18.

Amplitude als derjenigen der Signalwellen. Um aber diese Impulse, deren Amplitude größer als diejenige der Signalwellen ist, auszumerzen, ist in den Stromkreis der mit der Spule 19 gekoppelten Spule 21 ein Strombegrenzer 20 mit zwei Glühkathoden gelegt, welcher Strom in beiden Richtungen durchläßt. Die Signalwellen gehen durch diesen Strombegrenzer ohne Schwierigkeit hindurch. Sowie dagegen eine von statischen Impulsen herrührende Welle von großer Amplitude in dem Kreis induziert wird, setzt die strombegrenzende Wirkung der Vorrichtung 20 ein und läßt nur einen kleinen Teil der Welle durch. Die durch den Strombegrenzer nicht durchgelassene Wellenenergie kann durch einen Widerstand 22 vernichtet werden. Nachdem in dieser Weise heftige statische Impulse ausgemerzt sind, kann der Strom in dem abgestimmten Gitterkreis des Detektors 23 reproduziert werden, um die Wellen der gewünschten Frequenz auszuwählen und aufzunehmen. Während der zuletzt erwähnte Strombegrenzer bei dem dargestellten Ausführungsbeispiel hinter den Spannungsverstärkern angeordnet ist, kann er ersichtlich an eine beliebige Stelle der Gesamtanordnung verlegt werden, wo der Stromwert der aufgenommenen

Wellen vom Sättigungsstrom dieser Vorrichtung nicht sehr abweicht. Ist beispielsweise der Sättigungsstrom genügend klein und die auszumerzenden statischen Impulse genügend groß, dann kann der zuletzt erwähnte Strombegrenzer unmittelbar in Reihe mit der Antenne geschaltet werden. Bei den Entladungsgefäßen mit Gitter ist es wünschenswert, die normale Spannung des Gitters auf jenen Wert einzustellen, bei welchem das Entladungsgefäß für Schwankungen der Gitterspannung am empfindlichsten ist. Zu diesem Zweck kann eine Batterie 25 (Fig. 17) bzw. 24 (Fig. 18) dienen.

(Eingesandt 15. September 1917.)

Adresse des Autors: Berlin-Lichterfelde West, Roonstraße 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Elektroindustrie. IX. Jahrg. 1. u. 15. Juli, 1. u. 15. August 1917. Fachschriften-Verlag A.-G. Zürich.

Martin Sjöström, Experimentelle Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem Schirm mit geradlinigem Rande. A. B. Akademiska Bokhandeln. Upsala (Schweden) 1917.

Ernst Kahn, Unsere Valutasorgen. Ursachen, Wirkungen und Heilmittel. (Heft 6 von „Dringliche Wirtschaftsfragen".) Verlag Veit & Comp., Leipzig. 1917. M. 1.50

H. Triepel, Die Freiheit der Meere und der künftige Friedensschluß. Verlag von Julius Springer, Berlin 1917. M. 1.20

P. Kaufmann, Was dankt das kämpfende Deutschland seiner sozialen Fürsorge? Verlag von Franz Vahlen, Berlin 1917. M. 0.50

A. Einstein, Über die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie, gemeinverständlich. Verlag Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig 1917. M. 2.80

Felix Auerbach, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. (Einführung in die Physik.) 40. Bändchen von „Natur und Geisteswelt". 4. Aufl. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1917. M. 1.50

Karl Georg Nepenborn, Unsere Feinde und wir. Verlag Karl Siegismund, Berlin 1917. M. 1.—

Fritz Stier-Somlo, Die Freiheit der Meere und das Völkerrecht Verlag Veit & Comp., Leipzig 1917. M. 3.50, geb. M. 5.—

Elektroindustrie. 1. u. 15. Septbr. 1917. Fachschriften-Verlag A.-G. Zürich.

Antaeus, Gegen sechsfache Übermacht. Verlag: Literarische Anstalt Rütten u. Loening, Frankfurt a. M. 1917. M. 1.—

(Eingesandt 7. September 1917.)

Literaturverzeichnis.

Affel, A. H. s. Kennelly, A. E.

Austin, L. W. u. Cohen, Louis, Rev. Gén. de l'Él. **2,** 295, 1917. Application des méthodes radiotélégraphiques de réception à la télégraphie par câble.

Behrend, H., Elektrot. Ztschr. **38,** 329, 1917. Ladeströme und Schutzerdungen in Überlandzentralen.

Bennett, E., Rev. Gén. de l'Él. **2,** 11, 1917 (Ref. ü. Electrician **78,** 18, 1917). Propriétés comparées des antennes basses et des antennes élevées en télégraphie et en téléphonie sans fil.

Bethenod, J., Rev. Gén. de l'Él. **1,** 1003, 1917. Sur les courbes caractéristiques et les conditions de stabilité des régimes.

— — ebenda **2,** 285, 1917. Sur le reglage des postes radiotélégraphiques à ondes entretenues produites par machines à haute fréquence.

Binder, Ludwig, Elektrot. Ztschr. **38,** 381, 395, 1917. Wanderwellen an Freileitungen und in Kabeln. (S. 398. Vergleich mit den Versuchen mit sehr schnellen elektrischen Schwingungen.)

Brown s. Whitehead.

Boedeker, Ann. Phys. Beibl. **41,** S. 182, 183, 184. (Ref. über Electrician **77,** 910, 1916. Phys. Rev. **8,** 133, 1916 und C. R. **163,** 90, 1916.) Die Gesetze der Widerstandsänderung mit der Spannung für einen Gleichrichterkontakt zweier fester Leiter mit Anwendungen auf Detektoren für drahtlose Telegraphie. Über die Wirksamkeit des Siliciumdetektors. Über die Wirkungsweise des als Detektor verwendeten Bleiglanzes.

Böhm, O., Rechnerische und experimentelle Untersuchung der Einwirkung von Wanderwellen-Schwingungen auf Transformatorwickelungen. Diss. Techn. Hochschule Darmstadt, 1917. (Vergl. auch Arch. f. Eletrot. **5,** 383, 1917.)

Bown, Ralph, Electrician **79,** 614, 1917. The characteristics of iron in high frequency magnetic fields.

Burger, Elektrot. Ztschr. **38,** 335, 1917. (Nachtrag zu Artikel Heft 1 ds. Ztschr.) Angenäherte Berechnung des Spannungsabfalles in Drehstrom-Freileitungen.

Cohen, Louis s. Austin, L. W.

Creighton, Elektrot. Ztschr. **38,** 324, 1917. (Ref. ü. Proc. Am. Inst. El. Eng. **34,** S. 753 u. 2622.) Isolatorenprüfung mit einem Hochfrequenzoszillator.

Debye, P., Physik. Ztschr. **18,** 276, 1917. Der erste Elektronenring der Atome.

Déguisne, C., Arch. f. Elektrot. **5,** 375, 1917. Die Bestimmung kleiner Phasenverschiebungen bei Niederfrequenz.

— — ebenda S. 303. Die Kompensationsmethode bei Wechselstrommessungen.

Dufour, P. F., Rev. Gén. de l'Él. **1,** 1007, 1917. Un nouveau compteur à haute tension.

Electrician 79, 622, 1917. Standard methods of testing moulded insulation.

Elektroindustrie (Zürich) **9,** 293, 1917. Funkentelegraphische Weltnetze.

Elektrot. Ztschr. 38, 369, 1917. (Ref. ü. The Post Office El. Eng. Journ. **6** No. 4, S. 351, 1914.) Britische Küstenstationen und die englische staatliche Funkentelegraphie bei Ausbruch des Krieges.

Finsler, A., Schweiz. Elektrot. Ztschr. **14,** 193, 1917. Die Verwendung von Eisendraht für Hochspannungsleitungen.

Fleming, J. A., Electric wave telegraphy and telephony. 3. ed. 927 S. London, Longmans 1916. (30 s.)

Gáti, Bela, Elektrot. Ztschr. **38,** 349, 1917. (Ref. ü. E. u. M. **35,** S. 6.) Schnelltelegraphie und Telephonie auf Unterseekabeln.

Groot, C. J. de, Electrician **74,** 846, 1917. On the nature and elimination of strays.

Hahnemann, W. u. Hecht, H., Physik. Ztschr. **18,** 261, 1917. Schallfelder und Schallantennen. II.

Hecht, H. s. Hahnemann, W.

Howe, G. W. O., Proc. Roy. Soc. A. **654,** S. 468, 1917. The high-frequency resistance of multiply-stranded insulated wire.

Hubbard, J. C., Phys. Rev. **9,** No. 6, S. 529, 1917. On the effect of distributed capacity in single layer of solenoids.

Hund, August, Electrician **79,** 817, 1917. A new method for the determination of magnetic flux-density and permeability.

Jones, Taylor E., Phil. Mag. (6) **33,** 322, 1917. The secondary potential of an induction-coil at „make".

Journal télégraphique (Bern) No. 8, S. 127, 1917. Fluctuations dans les transmissions radiotélégraphiques nocturnes.

Kennelly, A. E. u. Affel, A. H., Rev. Gén. de l'Él. **2,** 90, 1917. Sur la resistance des conducteurs en courant alternatif.

Korn, A., Physik. Ztschr. 18, 323, 341, 1917. Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes.

Krukowski, W. v. s. Möllinger, J. A.

Lissner, Johann, E. u. M. **35,** 351, 362, 1917. Zur Theoris der Umformer.

Livens, G. H., Phil. Mag. (6) **33,** 286, 1917. On the energy in the electromagnetic field.

Lombardi, L., N. Cim. (6) **12,** 37, 1916. Sull' impiego del ferro nella contruzione delle spirali di autoinduzione. Con una nota intorno al comportamento magnetico del ferro nei campi di alta frequenza.

Lübeke, E., Arch. f. Elektrot. **5,** 314, 1917. Über Aufnahme von Wechselstromkurven unter Benutzung der ionisierenden Wirkung von Kathodenstrahlen.

Mac Kellar, D. J. s. MacLean, M.

Mac Lean, M. u. Mac Kellar, D. J., Electrician **79,** 465, 500, 1917. Heating of dynamo electric machines with various loads and at different speeds.

Makower, A. J. u. Wust, A., Electrician **79,** 581, 1917. Phase lag in current transformers (s. auch daselbst S. 671, Diskussion).

Marriott, Robert H., Electrician **79**, 583, 1917. Engineering precautions in radio installations (s. auch Rev. Gén. de l'Él. **2**, 303, 1917).

Miessner, B. F., Radio-dynamics: The wireless control of torpedoes and other mechanisms. (London. Crosby Lockwood and Son, 1917.)

Möllinger, J. A. u. **Krukowski, W. v.,** Elektrot. Ztschr. **38**, 332, 1917. Ein einfacher Versuch zur Prüfung von Wechsel- und Drehstromzählern bei Belastungsstößen.

Moore, A. E., Electrician **79**, 539, 576, 1917. New concentric standard dynamometer wattmeter for heavy currents and concentric non-inductive standards of low resistance.

Parnell, T., Electrician **79**, 771, 1917. An alternating current bridge method of comparing two fixed inductances at commercial frequencies.

Pol jr., van der Balth., Electrician **79**, 514, 1917. On the wave-lengths and radiotion of loaded antennae.

Press, A., Electrician **79**, 745, 1917. The vector analysis of electrical vector diagrams.

Rév. Gén. de l'Él. 1, 1012, 1917. Analyse d'oscillogrammes de courts-circuits.

— — Le redresseur de courant Tungar. (Ref. ü. R. E. Russel. G. E. R. **20**, S. 209—215.)

Richter, R., Archiv f. Elektrot. **5**, 335, 1917. Über zusätzliche Stromwärme. IV. Unterdrückung der zusätzlichen Stromwärme durch magnetische Hilfskreise.

Smith, Stanley Parker, Electrician **79**, 658, 696, 734, 737, 812, 1917. Notes on the design of électromagnetic machines. 2. Alternating-current generators.

Squier, George O., Electrician **79**, 733, 1917. Multiplexing in cable telegraphy.

Telegraphen- u. Fernsprech-Technik Nr. 9. S. 70. 1917. Fortschritte des drahtlosen Fernsprechens.

Trench, R. Ch., Rev. Gén. de l'Él. **2**, 296, 1917. (Ref. ü. Electrician **79**, 102, 147, 181, 1917.) La portée des postes de télégraphie sans fil.

Uller, K., Physikal. Ztschr. **18**, 347, 1917. Bisherige Elektrodynamik und das Interferenz-Prinzip.

Vallauri, G., L'Elettrotecnica No. 18—19. 1917. Prove comparative sugli audion (tubi a vuoto o valvole ioniche a tre elettrodi).

Volta, H., La Nature. No. 2292. S. 129, 1917. Les perfectionnements récents de la télégraphie sans fil.

Wagner, K. W., Rev. Gén. de l'Él. **2**, 179, 1917. (Ref. ü. Elektrot. Ztschr. **37**, 245, 440. 1916.) Étude des effets de protection contre les surtensions produits par les bobines de réactance.

Weibel, Ernest, Electrician **79**, 738, 1917. (Ref. ü. Bull. Bur. of Stand. No. 297 Washington.) A study of electromagnet moving coil galvanometers for use in alternating current measurements.

Wernicke, Karl, Helios **23**, 201, 1917. Hundert Jahre Selen.

Wesendonk, Karl von, Verh. D. Phys. Ges. **19,** 95, 1917. Über Vokalklänge.

Whitehead u. Brown, Rev. Gén. de l'Él. **2,** 129, 1917. (Ref. ü. Am. Inst. El. Eng. **36,** 159. 1917.) Sur la rigidité diélectrique de l'air.

Wolf, W., Schweiz. Elektrot. Ztschr. **14,** 194, 201, 1917. Neuere Schutzvorrichtungen gegen Überspannung.

Wust, A. s. Makower, A. J.

(Eingesandt 15. September 1917.)

Bücherbesprechungen.

Dr. Max Beer, L'Entente Annexionniste. Le Paix du „Droit". Verlag Ferd. Wyss, Bern 1917. 348 S.

Der Schweizer Dr. Beer, der sich bereits vorher durch seine Schriften „La Bataille des Diplomates", „A propos du Livre Arc-en-Ciel", „Les influences francaises à Pétrograde" (Le projet de conférence de Grey) einen hervorragenden Namen in der Kriegsliteratur gemacht hat, untersucht in diesem neuen Werke in leidenschaftsloser aber gründlicher Weise, auf welcher Seite der Kriegführenden vor und während des Krieges wirklich Annexionspolitik getrieben wurde Das Ergebnis ist, daß Deutschland (und seine Verbündeten) rein dasteht als das Land friedfertiger Arbeitsfreudigkeit, das sich streng von jeder Annexionspolitik fern hielt im schroffen Gegensatz zu seinen heutigen Feinden, die zwar von Frieden und Freiheit der Völker schwatzen, aber in Wirklichkeit samt und sonders krasseste und brutalste Eroberungspolitik trieben. Das wird ausführlich im zweiten und dritten Teil in folgenden Kapiteln dargestellt: II. L'Entente annexionniste avant la guerre: (1. La Serbie annexionniste. 2. La Roumaine et l'Italie annexionnistes. 3. La Russie annexionniste. 4. La France annexionniste. L'Angleterre annexionniste.) III. La guerre annexionniste de l'Entente (1. L'annexionnisme et la guerre. 2. Buts de guerre francais. 3. Buts de guerre russes, anglais, italiens.) 4. Le cas du Japon, des petits alliés et de la Grèce. 5. Le débat sur la paix). Mit den heuchlerischen Phrasen der Entente wird gründlich aufgeräumt, und ihre schamlosen Raubziele werden in ihrer ganzen Nacktheit gezeigt. Das ausgezeichnete Werk, dessen allerweiteste Verbreitung nur dringend zu wünschen ist, sollte auf einem künftigen Friedenskongreß jedem Delegierten auf seinen Platz gelegt werden; über die Frage nach der Schuld am Weltkriege braucht dann auch weiter kein Wort verloren zu werden.

Eichhorn.



Dr. Paul Kaufmann, Präsident des Reichsversicherungsamts, **Was dankt das kämpfende Deutschland seiner sozialen Fürsorge?** 1917. 24 S. 8. Verlag von Franz Vahlen in Berlin W 9, Linkstr. 16. Preis 50 Pf. Partiepreise geringer.

Die Druckschrift enthält einen Vortrag, den der Leiter unserer obersten Versicherungsbehörde auf Einladung des Generalgouverneurs von Beseler im April 1917 in Warschau gehalten hat. Sie ergänzt seine frühere Rede über „Soziale Fürsorge und deutscher Siegeswille", die im Jahre 1915 im gleichen Verlag erschienen ist und bereits 21 Auflagen erlebt hat. In der ihm eigenen eindringlichen, geistvollen Form, die auch einen an sich spröden Stoff meistert, entwirft Präsident Kaufmann ein umfassendes Bild von der Organisation unserer sozialen Fürsorge und ihrem bestimmenden Einfluß auf das staatliche Leben Deutschlands. Er stellt dar, wie sie ursprünglich auf Friedensarbeit eingestellt, zu einem starken Rüstzeug für den Weltkampf wurde und sich als immer wirksamere Waffe im Kriege selbst bewährt. Dabei werden nicht nur Arbeiterversicherung und Arbeiterschutz, sondern auch die bedeutsameren Maßnahmen der öffentlichen und privaten Kriegswohlfahrtspflege, an welchen die Sozialversicherung unmittelbar oder mittelbar beteiligt ist, in den Kreis der Betrachtung gezogen. Endlich wird gezeigt, wie Deutschland zu einer Zeit, in der es für sein Haupt und sein Leben ficht, stark genug war, die soziale Fürsorge gesetzlich noch beträchtlich auszudehnen, und welche Ziele und Aufgaben bei ihrem weiteren Ausbau ins Auge zu fassen sind.

Auch die neueste Schrift des Präsidenten Kaufmann gehört nach Inhalt und Fassung zu dem Besten, was uns in der so reichen Kriegsliteratur bisher geboten wurde. Man begreift es, daß, wie die Tagespresse berichtet, diese Darlegungen bei der Zuhörerschaft in Warschau tiefen Eindruck hinterlassen und in der Schlußansprache des Generalgouverneurs warme Worte der Anerkennung gefunden haben.

Unter dem Titel: **„Gegen sechsfache Übermacht"** ist im Verlag der Literarischen Anstalt Rütten & Loening (Frankfurt a. M., 1 Mark) ein kleines Buch erschienen, das gerade zurecht kommt, um mit aufrüttelnder Kraft die gewaltigen Leistungen darzutun, die von Deutschland und seinen Verbündeten in dem ihnen aufgezwungenen Völkerringen vollbracht worden sind. Aber nicht nur dieses: An der Hand überraschender und origineller Karten, Skizzen und graphischer Darstellungen zeigt der anonyme Verfasser (er nennt sich Antaeus) eingehend, wer seit 1870 Eroberungs- und Expansionspolitik getrieben hat. Des Weiteren weist er durch eine besonders geschickte, trefflich erläuterte Zeichnung, die — von zuständiger und berufener Stelle auf ihre Richtigkeit nachgeprüft — angibt, von wem die Kriegserklärungen etc. in diesem Staatenprozeß ausgegangen sind und wer sie veranlaßt hat, nach, wen die Schuld an dem Ausbruch wie an der Fortdauer des Weltkrieges trifft.

Was haben wir denn aber erreicht? Was müssen wir noch erreichen? Wird es uns auch gelingen? Das sind Fragen, mit denen sich die Schluß-

kapitel befassen. Und die Antwort kann nicht anders als voll fester Zuversicht sein. Ja! Und wenn die Welt voll Teufel wär und wollt uns gar verschlingen, so fürchten wir uns nicht so sehr, es muß uns doch gelingen!

Schon um dieser Zuversicht willen kann man das auch äußerlich ansprechende, vorzügliche Buch, mit seinem dem Charakter unbedingter Genauigkeit und Zuverlässigkeit tragenden Karten- und Übersichtenmaterial, als eine der wichtigsten Erscheinungen in unserer Kriegsliteratur bezeichnen, und man muß wünschen, daß es sowohl in Deutschland als auch bei Deutschlands Verbündeten und in den neutralen Ländern das verdiente Interesse und die gebotene Aufmerksamkeit findet.

(Eingesandt 7. September 1917.)

Wann kommt der Friede? Die Wirkungen des U-Bootkrieges in amtlicher Darstellung. Bearbeitet im Admiralstab der Marine. 32 Seiten. Preis 50 Pf. (Partiepreise). Militärische Verlagsanstalt München, Weinstr. 2.

Wann kommt der Friede? Dieser sehnsüchtige Gedanke erfüllt alle Menschen. Durch die lange Dauer des Krieges ist die Kriegsmüdigkeit bei vielen begreiflich. Wie ein Trostbüchlein kommt für solche die vorliegende Schrift, um sie anzuregen, aufzuheitern und zu stärken. Nicht gleich vielen Prophezeiungen wird ein bestimmtes Datum des Friedens angegeben, sondern in packender Darstellung, die auf ein umfangreiches amtliches Material gegründet ist, wird uns vor Augen geführt, mit welch steigender Wirkung unsere U-Boote arbeiten. Mit mathematischer Sicherheit wird ausgerechnet, wie schnell der Lebensnerv unserer Feinde, die Schiffahrt, durch die U-Boote zusammenschrumpft bis zu dem Tage, wo sie gezwungen sein werden, mit uns um jeden Preis Frieden zu schließen. Zum erstenmal werden hier ausführlich die Berechnungen und die Beweggründe angegeben, die unsere Heeresleitung veranlaßten, zum verschärften U-Bootkrieg überzugehen. Diese Schrift wird wesentlich zur moralischen Stärkung des deutschen Volkes beitragen und kein Leser sollte versäumen, sich die billige Broschüre anzuschaffen, und an Angehörige und Freunde sowie ins Feld zu verbreiten. Mit der Beruhigung legen wir das Büchlein aus der Hand, daß ein siegreicher Friede nicht mehr in weiter Ferne liegt. Und dieses Siegen ist notwendig, wie immer wieder, auch nach der Papstnote, die unverschämten, von Beschimpfungen strotzenden Reden der englischen Staatsmänner zeigen, welche unsere Staatsmänner endlich einmal gebührend beantworten sollten an Stelle des ewigen Geredes von Friede und Verständigung, die England gar nicht will, das durch den U-Bootkrieg und durch andere militärische Mittel auf die Knie gezwungen werden muß, wenn der Massenmord endlich aufhören soll. Eichhorn.

(Eingesandt 24. Oktober 1917.)



F. Auerbach, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre (Einführung in die Physik). „Aus Natur und Geisterwelt" Bd. 40. 4. Auflage. M. 1.50. Verlag B. G. Teubner, Leipzig 1917.

Das aus Vorträgen in einem Ferienkurs entstandene Werkchen, das die Grundkapitel der Physik behandelt: I. Der Raum. II. Die Zeit. III. Die Bewegung. IV. Die Schwingungsbewegung. V. Die Wellenbewegung und die Strahlung. VI. Kraft und Masse. VII. Eigenschaften der Materie. VIII. Arbeit und Energie. IX. Die Entwertung der Energie und die Entropie, wendet sich an ein größeres Publikum, und die bekannte fesselnde und geistreiche Darstellung des Verfassers, die auch beim Fachmann lebhaftes Interesse erweckt, hat sich schnell den verdienten großen Leserkreis erworben, wie die Ausgabe der 4. Auflage beweist. Eichhorn.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 12. 1918. Heft 5.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Camille Tissot †.

Wir vernehmen mit schmerzlichem Bedauern das plötzliche Ableben unseres Mitarbeiters Prof. Dr. C. Tissot, Commandant de vaisseau und Vorstand des Laboratoire centrale de la Marine in Paris, im Alter von 49 Jahren, mit dem wir vor dem Kriege in ebenso regem wie angenehmem Verkehr standen (vgl. seine Beiträge im Jahrbuch nach Bandregister in Band X). Tissot hielt auch in Gemeinschaft mit Colonel Ferrié die Vorlesungen an der École supérieure de l'Électricité und veröffentlichte in der Folge eine ganze Anzahl wertvoller selbständiger Untersuchungen, sowie ein kürzlich in zweiter Auflage erschienenes Handbuch über Elektrische Schwingungen und Drahtlose Telegraphie, wodurch er in der radiotechnischen Welt sich einen hervortretenden Namen als theoretisch und praktisch versierter Fachmann machte. Wir werden unseren ehemaligen Mitarbeiter in gutem Andenken behalten.

Zürich, Ende November 1917. Eichhorn.

William Duddell †.

Am 4. November verstarb in London im Alter von 45 Jahren der hervorragende Pionier unseres Gebietes, William Duddell. Seinen Verdiensten und Arbeiten widmet „The Electrician“ vom 9. November einen ausführlichen Nekrolog, auf den wir verweisen. Eichhorn.

Empfangsstärke und Abstimmschärfe.

Von **W. Burstyn.**

Für den radiotelegraphischen Empfänger sind allgemein folgende Überlegungen anzustellen:

1. Wie groß und wie beschaffen muß der Luftdraht sein?
2. Welche Wellenlänge ist für den Verkehr am günstigsten?
3. Welche Kopplungsverhältnisse sind anzuwenden?

Genauer ausgedrückt, in anderer Reihenfolge und unter Voraussetzung eines integrierenden Detektors lauten diese Fragen:

Wie hängt unter sonst gleichen Umständen die Empfangsleistung

1. von der Abstimmschärfe,
2. vom Empfangsluftdrahte,
3. von der benützten Wellenlänge ab?

Bei der Untersuchung dieser Fragen soll die übliche vereinfachende Annahme gemacht werden, daß der Detektor als ein unmittelbar im Luftdrahte liegender Ohm'scher Widerstand (W_ν) aufgefaßt werden kann; die von ihm aufgenommene Leistung ist das Maß für die Empfangsstärke.

Bezeichnungen und Beziehungen.

C_1 = Kapazität des Senderluftdrahtes.
L_1 = Selbstinduktion des Senderluftdrahtes mit Verlängerungsspulen.
h_1 = wirksame Höhe des Senderluftdrahtes.
λ = Verkehrswellenlänge.
α = Dekrement der Senderwelle, bzw. des Senderluftdrahtes.
E_1 = Spannung des Senderluftdrahtes (Effektivwert).
I_1 = Strom des Senderluftdrahtes (Effektivwert).
F = el. Feldstärke der beim Empfänger ankommenden Wellen (eff.).
C_2 = Kapazität des Empfängerluftdrahtes.
L_{20} = kleinstmögliche Selbstinduktion des Empfängerluftdrahtes bei gegebener Wellenlänge. (λ sei immer größer als die Eigenwelle des Luftdrahtes, so daß nach Fig. 1 kein Kondensator, sondern nur eine Spule S einzufügen ist).
L_2 = tatsächliche Selbstinduktion des nach Fig. 2 durch den Kondensator K verkürzten und die Spule S_2 wieder verlängerten Empfängerluftdrahtes. ($L_2 = L_{20} + S_2$).



$n = L_2/L_{20}$ = Verlängerung des Empfängerluftdrahtes.

ϱ_0 = Strahlungsdekrement des unverlängerten Empfängerluftdrahtes ($n = 1$, Fig. 1) bei der Welle λ.

σ_0 = Verlustdekrement desgl.

ν_0 = Nutzdekrement desgl. (vom Detektor herrührend).

$$\beta_0 = \varrho_0 + \sigma_0 \tag{2}$$

$$\delta_0 = \varrho_0 + \sigma_0 + \nu_0 \tag{3}$$

$= \beta_0 + \nu_0$

= Gesamtdekrement desgl.

ϱ = Strahlungsdekrement des verlängerten Empfängerluftdrahtes (Fig. 2) usw.

$$a = \alpha/\beta_0 \tag{4}$$

W_ϱ = Widerstand, welcher das Dekrement ϱ hervorruft usw.

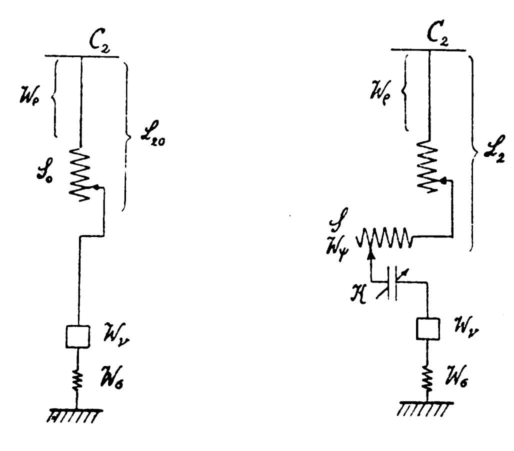


Fig. 1. Fig. 2.

E_2 = Spannung des Empfängerluftdrahtes (Effektivwert).

I_2 = Strom des Empfängerluftdrahtes (Effektivwert),

A = Empfangsstärke (von W_ν absorbierte Leistung).

$A^{\text{max.}}$ = Empfangsstärke (bei günstigstem W_ν).

c = Lichtgeschwindigkeit.

k = beliebige, Proportionalität ausdrückende Konstante.

Es gelten folgende Beziehungen, die später benützt werden:

$$L_1 \cdot I_1^2 = C_1 \cdot E_1^2 \text{ und } \lambda = k\sqrt{L_1 C_1},$$

daher

$$I_1 = E_1 \cdot \sqrt{\frac{C_1}{L_1}} = E_1 \cdot \sqrt{\frac{C_1^2}{LC}}$$

$$= k \cdot \frac{E_1 \cdot C_1}{\lambda} \tag{5}$$

Ferner ist

$$E_2 = F \cdot h_2 \tag{6}$$

Nach der Dekrementformel ist

$$\varrho = \frac{W_\varrho \cdot \lambda}{2c \cdot L_2} \tag{7}$$

$$= \frac{2\pi^2 \cdot c \cdot C_2 \cdot W_\varrho}{\lambda}; \tag{8}$$

dabei beträgt der Strahlungswiderstand

$$W_\varrho = 160\pi^2 \frac{h_2^2}{\lambda^2} \tag{9}$$

somit

$$\varrho = k \cdot \frac{h_2^2}{\lambda \cdot L_2} \tag{10}$$

$$= k \cdot \frac{C_2 \cdot h_2^2}{\lambda^3} \tag{11}$$

Welcher Größe kommt die Bezeichnung „Abstimmschärfe" zu?

Die Abstimmschärfe ist das Reziproke der „Unschärfe". Die „Unschärfe des Empfanges" ist zu definieren als jene Verstimmung $\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda}$, um welche der Empfänger aus der Resonanzlage verstellt werden muß, damit die Empfangsstärke auf den Bruchteil $1/m$ sinkt. Es ist

$$\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{(\alpha + \delta)\sqrt{m-1}}{2\pi},$$ [1])

also, wie bekannt, der Summe der Dekremente von Sender und Empfänger proportional.

Wenn die Gegenstation allein als Sender in Frage käme, wäre die Abstimmschärfe, mit der sie empfangen wird, gleichgiltig, sogar unbequem. Gewinn bringt diese erst, sobald es gilt, Störungen auszuscheiden. Eine zweite Station mit etwas verschiedener Wellenlänge

1) Vgl. z. B. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 3. Aufl., S. 137.

wird — abgesehen von ihrer Stärke und ihrem Toncharakter — umsomehr stören, je größer ihre Empfangsschärfe ist. Letztere hängt aber auch vom Senderdekrement ab, so daß über sie keine allgemeinen Aussagen gemacht werden können[1]).

Als einziger für den Empfänger charakteristischer Ausdruck bleibt daher die „Empfängerunschärfe" übrig, welche der „Empfangsunschärfe", eines ungedämpften Senders gleich und δ proportional ist. In den folgenden Ausführungen wird daher $1/\delta$ als Maß der Abstimmschärfe des Empfängers betrachtet werden.

I. Ungedämpfte Schwingungen.

Die geltende Theorie rührt von Rüdenberg[2]) her. Er setzt

$$J_2 = \frac{E_2}{W_\delta}$$

und

$$\begin{aligned} A &= J_2{}^2 \cdot W_\nu \\ &= E_2{}^2 \cdot \frac{W_\nu}{W_\varrho{}^2} \\ &= E_2{}^2 \cdot \frac{W_\nu}{(W_\nu + W_\beta)^2} \end{aligned} \tag{12}$$

Das Maximum von A erhält man, wie eine einfache Rechnung ergibt und gemäß dem bekannten Satze „Äußerer Widerstand gleich dem inneren", für

$$W_\nu = W_\beta = \frac{1}{2} \cdot W_\delta \tag{13}$$

also

$$A^{\max.} = \frac{E_2{}^2}{4\,W_\beta} = \frac{E_2{}^2}{2\,W_\delta} \tag{14}$$

Will man die Abstimmschärfe verbessern, so wählt man $W_\nu < W_\beta$. Dann sinkt natürlich die Empfangsstärke. Aus (12) und (14) erhält man

$$A = A^{\max.} \cdot \frac{4\,W_\beta \cdot W_\nu}{W_\delta{}^2} \tag{15}$$

1) Außer wenn man von der „Abstimmschärfe eines radiotolegraphischen Systems" sprechen will, wie es Rein (Jb., Bd. VIII, S. 393 ff.) tut. Doch hat auch das wenig Sinn, da sich die Reichweiten der verschiedenen Systeme überdecken und die atmosphärischen Störungen als stark gedämpfte Sender wirken.

2) Vgl. z. B. Zenneck, Lehrbuch der drahtl. Tel., 3. Aufl., S. 364 ff.



$$= A^{\max.} \cdot \frac{4\beta(\delta-\beta)}{\delta^2} \tag{16}$$

Fig. 3 zeigt, wie gemäß (16) A von δ abhängt; die Abstimmschärfe steigt höchstens auf das Doppelte, während die Empfangsstärke bis auf Null zurückgeht.

Diese Überlegung ist zwar an sich richtig, sie entspricht aber nicht dem Verfahren, das man in Wirklichkeit benützt, um verbesserte Abstimmschärfe zu erhalten. Das Losermachen der Kopplung von Luftdraht und Zwischenkreis wird im vereinfachten Schema vielmehr dadurch wiedergegeben, daß (Übergang von Fig. 1 zu Fig. 2) in den Luftdraht eine zusätzliche Spule S und ein Kondensator K eingefügt wird. (Die üblichen Empfänger sind übrigens meist mit einem solchen Verkürzungskondensator versehen, der allein schon wie eine lose Kopplung wirkt). Der mehr oder minder festen Kopplung des aperiodischen Detektorkreises mit dem Zwischenkreise entspricht die Veränderung des Widerstandes W_ν.

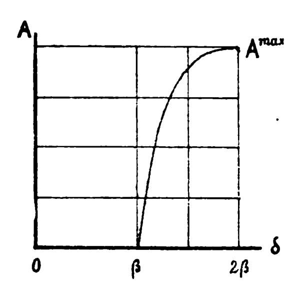


Fig. 3.

Soferne S und K selbst dämpfungsfrei sind, ändert ihre Einfügung in den Luftdraht W_β nicht; daher braucht auch W_ν nicht geändert zu werden und nach (12) bleibt A unvermindert. Wohl aber sinkt δ (vgl. 7) auf den Wert

$$\delta = \delta_0 \cdot \frac{L_{20}}{L_2} = \frac{\delta_0}{n} \tag{17}$$

und wird im Grenzfalle gleich dem Dekremente eines geschlossenen Kreises SK.

Beim Empfange ungedämpfter Schwingungen kann man also die Abstimmschärfe erhöhen, ohne wesentlich an Empfangsstärke zu verlieren.

Kehren wir zur Gleichung (14) zurück und ersetzen darin E_2 durch $F \cdot h_2$:

$$A^{\max.} = \frac{F^2 \cdot h_2^{\,2}}{4\,W_\beta} \tag{18}$$

Nun können wir h^2 durch W_ϱ ausdrücken (9) und erhalten

$$A^{\max.} = k \cdot F^2 \cdot \lambda^2 \frac{W_\varrho}{W_\beta} = k \cdot F^2 \cdot \lambda^2 \frac{\varrho}{\beta} \tag{19}$$

Die Empfangsstärke ist dem Verhältnisse zwischen Strahlungs- und Gesamtdekrement ϱ/β des Luftdrahtes proportional. Es ist dies dieselbe Größe, welche den Nutzeffekt eines Senderluftdrahtes angibt. Da $\beta = \varrho + \sigma$, erkennt man, wie wichtig es ist, die schädliche Dämpfung σ durch Verwendung reichlicher Drahtquerschnitte, guter Spulen und insbesondere durch sorgfältige Erdung zu vermindern. —

Die Abmessungen des Empfangsluftdrahtes sind nach (19) für die Empfangsstärke scheinbar gleichgiltig; das würde auch für den Idealfall zutreffen, daß es keine schädliche Dämpfung gäbe, also $\sigma = 0$ und $\varrho = \beta$ wäre.

In Wirklichkeit ist aber in fast allen praktischen Fällen β weitaus größer als ϱ [1]), so daß man angenähert setzen kann:

$$\frac{\varrho}{\beta} = \frac{\varrho}{\sigma} = \frac{W_\varrho}{W_\sigma} \tag{20}$$

Dadurch geht (19) über in

$$A^{\text{max.}} = k \cdot F^2 \cdot \lambda^2 \cdot \frac{W_\varrho}{W_\sigma} = k \cdot F^2 \cdot \lambda^2 \cdot \frac{\varrho}{\sigma} \tag{21}$$

Aus dieser Formel läßt sich zunächst ableiten, wie bei gleichbleibender Wellenlänge die Empfangsstärke von den Abmessungen des Empfangsluftdrahtes abhängt.

Bei zwei geometrisch ähnlichen Luftdrähten müssen sich die schädlichen Widerstände angenähert umgekehrt wie die Höhen verhalten; denn dies gilt für die Erde als räumlichen Widerstand, für die Verlängerungsspulen, die ja bei einem kleinen Luftdrahte größer sein müssen, und auch einigermaßen für das Kupfer des Luftdrahtes selbst, dessen Widerstand ohnedies keine große Rolle spielt. Also

$$W_\sigma = k \cdot \frac{1}{h_2} \tag{22}$$

Bei geometrisch ähnlichen Gebilden ist die elektrostatische Kapazität den linearen Maßen proportional, somit

---

1) Bei einer von mir untersuchten mittelgroßen Landstation ($h = 50$ m, $C = 7000$ cm) betrug bei der Betriebswellenlänge von 6,5 km ϱ/β weniger als 1/40. Zenneck (Jb., Bd. XI, Heft 3) fand bei der Station Sayville ($h = 67$ m, $C = 12000$ cm) für eine Wellenlänge von 4,6 km $\varrho/\beta = 1/5$, wenn das Gegengewicht benützt wurde, aber fast 10 mal kleiner bei Erdung. (Dieser große Unterschied läßt auf eine unrichtig angelegte Erdung schließen). — Die von Austin (Jb., Bd. IX, S. 498ff.) mitgeteilten Werte zeigen deutlich das Gleiche.

$$C_2 = k \cdot h_2 \tag{23}$$

und nach (22) und (8)

$$\sigma_0 = k \cdot h_2{}^0 \tag{24}$$

Hingegen ist nach (11) und (23)

$$\varrho_0 = k \cdot h_2{}^3 \tag{25}$$

Daraus folgt

$$\frac{\varrho_0}{\sigma_0} = k \cdot h_2{}^3 \tag{26}$$

und gemäß (21) auch

$$A_0^{\max} = k \cdot h_2{}^3 \tag{27}$$

Bei ungedämpften Schwingungen gegebener Wellenlänge und ähnlichen Luftdrähten ist die Empfangsstärke ungefähr der 3. Potenz der Höhe des empfangenden Luftdrahtes proportional.

Ändert man, um ein anderes Beispiel anzuführen, bei einer Schirmantenne nur die Höhe des Schirmes (und die Zusatzspulen), so bleibt W_σ ungefähr konstant; ferner ist die Kapazität des Schirmes angenähert umgekehrt proportional seiner Höhe,

$$C_2 = k \cdot \frac{1}{h_2} \tag{28}$$

und nach (8)

$$\sigma_0 = k \cdot \frac{1}{h_2} \tag{29}$$

während nach (11) und (28)

$$\varrho_0 = k \cdot h_2 \tag{30}$$

somit nach (21)

$$A_0^{\max.} = k \cdot h_2{}^2 \tag{31}$$

Ein Satz, nach dem man sich zwar in der Praxis nicht richtet, der aber nie Widerspruch gefunden hat, lautet: „Wenn man möglichste Abstimmschärfe erreichen will, ist die Kombination einer stark strahlenden Sendeantenne mit einer schwach strahlenden Empfangsantenne erheblich günstiger als die Verwendung von zwei gleichen Antennen.“[1])

1) H. Rein, Radiotelegraphisches Praktikum, S. 189, sagt z. B. folgendes: „Wie aus den Bedingungen zur Erzielung einer maximalen Reichweite hervorgeht, sind die Forderungen, die an die Sendeluftleiter gestellt werden, andere wie die, die auf der Empfangsseite verwirklicht sein müssen. Denn während im ersteren Falle eine hohe Strahlungsfähigkeit notwendig ist, verlangen die günstigsten Empfangsbedingungen eine möglichste Ver-



Das Gegenteil ist richtig. Denn in beiden Fällen (ähnliche Luftdrähte und verschiedene Höhe eines Schirmes) sinkt nach (27) bzw. (31) $A_0^{\text{max.}}$ sehr stark, wenn man den Luftdraht niedriger macht, die Abstimmschärfe ($\delta = 2\beta \cong 2\sigma$) hingegen bessert sich dabei nicht, sondern bleibt im ersten Falle (24) gleich, im zweiten Falle (29) verschlechtert sie sich sogar. —

Schwieriger ist die Abhängigkeit der Empfangsstärke von der Verkehrswellenlänge mit der Rechnung zu verfolgen, da sich die verschiedenen Anteile von W_σ ganz verschieden verhalten.

Der Kupferwiderstand des Luftdrahtes selbst ist mit Skineffekt behaftet, sinkt daher mit zunehmender Wellenlänge. Der der Verlängerungsspulen steigt etwa proportional λ. Ausschlaggebend sind aber wohl in den meisten Fällen die Erdverluste Wie ich seinerzeit dargelegt habe[1]), verhalten sie sich sowohl bei wirklicher Erdung als bei Gegengewicht ähnlich, als ob ein Ohmscher Widerstand einem Kondensator parallel läge. Dann würden sie von der Wellenlänge nach der Formel

$$\frac{1}{1 + \frac{k}{\lambda^2}}$$

abhängen, also bei kurzen Wellen quadratisch, später linear wachsen und sich einer oberen Grenze nähern. Am steilsten ist die Kurve bei jener nur von der Beschaffenheit des Erdreiches abhängigen Wellenlänge, bei welcher die kapazitive Leitfähigkeit der Erde gleich ihrer Ohmschen ist. Für Seewasser ist das etwa bei $\lambda = 1$ m der Fall, selbst für fast trockene Erde kaum bei mehr als $\lambda = 1000$ m. An

---

ringerung dieses Wertes. Bei allen Stationen nun, bei denen dasselbe Strahlgebilde wechselweise zum Senden und Empfangen gebraucht wird, ist man somit gezwungen, ... ein Kompromiß ... zu schließen. Es wäre jedoch zu überlegen, ob man nicht später bei besonderen Anlagen ... dahin kommen wird, ... die Trennung von Sende- und Empfangsluftleiter durchzuführen, ... Während man demnach an der Primärseite einen hohen Mast errichten wird, ... sind auf der Empfangsseite die Masthöhe einmal wegen der atmosphärischen Störungen nicht übermäßig hoch zu wählen (Erdantenne) und zweitens die Luftleiterdrähte so anzuordnen, daß der Strahlungswiderstand bei kleiner Verlustdämpfung nicht zu groß ausfällt."

Folgerichtig brauchte man danach zum Empfangen überhaupt keinen Luftdraht; ein gewöhnlicher Wellenmesser könnte ihn mit Vorteil ersetzen.

1) Elektrotechn. Zeitschrift 1906, S. 1117.

dieser Stelle betragen die Verluste 50 % des Endwertes, bei der doppelten Wellenlänge 80 %[1]).

In sehr grober Annäherung wird man für Wellenlängen, die über der kürzesten betriebsmäßig benützten liegen,

$$W_\sigma = k \cdot \lambda^0 \tag{32}$$

setzen dürfen. Daraus und aus (9) folgt:

$$\frac{W_\varrho}{W_\sigma} = k \cdot \frac{1}{\lambda^2} \tag{33}$$

Außerdem ist zu berücksichtigen, daß sich die ankommende Strahlung mit λ ändert. Nach den Strahlungsgesetzen ist[2])

$$F = k \cdot \frac{J_1}{\lambda} \tag{34}$$

Beim Betriebe mit Poulsenlampe bleibt[3]) in der Größenordnung der Betriebswellenlänge J_1, die Stromstärke im Senderluftdraht, angenähert konstant; somit

$$F = k \cdot \frac{1}{\lambda} \tag{35}$$

In (21) eingesetzt ergibt dies

$$A^{\text{max.}} = k \cdot \frac{W_\varrho}{W_\sigma}$$

und nach (33)

$$A^{\text{max.}} = k \cdot \frac{1}{\lambda^2} \tag{36}$$

Für die Telegraphie mit der Poulsenlampe müßten danach große Wellenlängen ungünstig sein. In Wirklichkeit geht bei kurzen Wellenlängen J_1, vermutlich infolge der Lichtbogenhysteresis, zurück; daher stellt sich ein Optimum der Betriebswellenlänge heraus. In derselben Richtung wirken die rechnungsmäßig noch weniger zu erfassenden atmosphärischen Einflüsse, welche die Wellen unterwegs erleiden.

Ähnliche Verhältnisse dürften bei Hochfrequenzmaschinen vorliegen, nur muß hier das starke Ansteigen der Eisenverluste mit der Frequenz bewirken, daß das Optimum bei beträchtlich größeren Wellenlängen liegt.

---

1) Austin (Jb. IX, S. 498) erklärt mit derselben Anschauung das mehrfach gemessene langsame Anwachsen der Erdverluste mit der Wellenlänge. Da dieses Anwachsen aber noch bei einer λ von mehreren km auftritt, dürfte es auf andere Ursachen zurückzuführen sein.

2) Zenneck, S. 46.

3) Nach eigenen Messungen und übereinstimmenden fremden Angaben.



II. Gedämpfte Schwingungen.

Unter der Voraussetzung, daß alle Wirkungen eines Funkens bis zum Einsetzen des nächsten verklungen sind, ist nach Bjerknes

$$J_2^{\,2} = \frac{f \cdot E_2^{\,2} \cdot \lambda^3}{8 c_3 \cdot L_2^{\,2} \cdot \alpha \delta (\alpha + \delta)} \tag{37}$$

Es ist wieder $A = J \cdot W_\nu$, und aus (6) und (9) ergibt sich

$$A = k \cdot \frac{F^2 \cdot h_2^{\,2} \cdot \lambda^2 \cdot \nu}{L_2 \cdot \alpha \delta (\alpha + \delta)} \tag{38}$$

Nach (10) läßt sich $h_2^{\,2}/L_2$ durch ϱ ausdrücken:

$$A = k \cdot \frac{F^2 \cdot \lambda^3 \cdot \varrho \nu}{\alpha \delta (\alpha + \delta)} \tag{39}$$

Bethenod[1]) hat untersucht, welchen Wert ν erhalten muß, damit A möglichst groß werde. Es ist die Maximumbedingung für

$$\frac{\nu}{\alpha \delta (\alpha + \delta)} = \frac{\nu}{\alpha (\nu + \beta)(\nu + \beta + \alpha)}$$

zu berechnen; sie lautet

$$\nu = \sqrt{\beta(\alpha + \beta)} = \beta \sqrt{1 + \frac{\alpha}{\beta}} \tag{40}$$

und besagt, daß die Nutzdämpfung nicht, wie bei ungedämpften Schwingungen, gleich der übrigen Dämpfung des Empfängers, sondern größer sein soll, und zwar um so größer, je stärker der Sender gedämpft ist. — Bis hierher ist Bethenod gekommen.

Wir wollen aber wieder, wie bei den ungedämpften Schwingungen, die Verhältnisse bei loserer Kopplung (Fig. 2) untersuchen. Unter der Voraussetzung, daß man die Dämpfung der Zusatzspulen vernachlässigen kann, ist:

$$\beta = \frac{\beta_0}{n} \tag{41}$$

Daher (4)

$$\nu = \frac{\beta_0}{n} \sqrt{1 + an} \tag{42}$$

$$\delta = \frac{\beta_0}{n} \left(1 + \sqrt{1 + an}\right) \tag{43}$$

$$\alpha + \delta = \frac{\beta_0}{n} \left(1 + an + \sqrt{1 + an}\right) \tag{44}$$

1) Jb., Bd. VI, S. 436.

Ferner ist genau
$$\varrho = \frac{\varrho_0}{n} \tag{45}$$

Diese Werte, in (39) eingesetzt, ergeben
$$A^{\max.} = k \cdot \frac{F^2 \lambda^3 \cdot \varrho_0}{\beta_0^{\,2}} \cdot \frac{1}{a(1 + \sqrt{1 + an})^2} \tag{46}$$

Aus den Formeln (46) und (43) läßt sich entnehmen, in welcher Weise Empfangsstärke und Abstimmschärfe von den veränderlichen Größen, also auch von einander, abhängen. Zunächst werde nur a und n als veränderlich betrachtet. Die Veränderlichkeit von a bedeutet, daß das Dekrement a der vom fernen Stoßsender ausgestrahlten Wellen, z. B. durch Einfügen eines veränderlichen Widerstandes in den Luftdraht, geändert wird. (Die Anfangsspannung E_1, daher auch F, bleibt dabei gleich.) — Die Veränderlichkeit von n entspricht dem praktischen Vorgehen, am Empfänger die Abstimmschärfe durch Losermachen der Kopplung von Luftdraht und Zwischenkreis zu verbessern, wobei aber die Detektorkopplung immer auf die größte dabei erhältliche Lautstärke eingestellt wird.

Fig. 4 zeigt für vier verschiedene Werte von a die Empfangsstärke

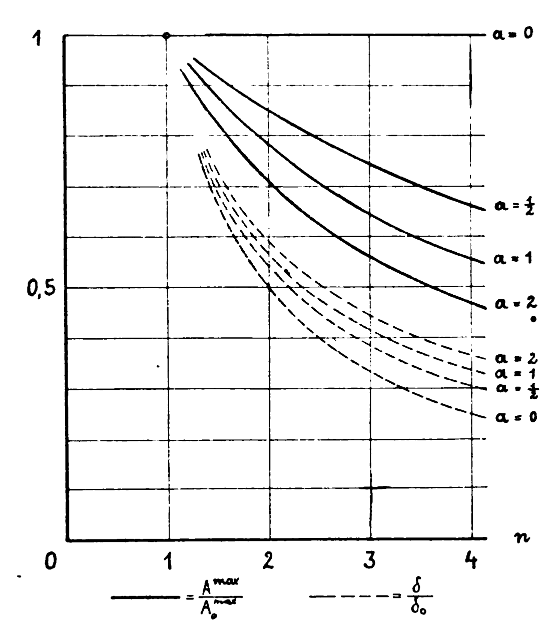


Fig. 4.

$A^{\max.}$ und das Empfängerdekrement δ als Funktionen der Luftdrahtverlängerung n. Um einen geeigneten Maßstab zu erhalten, sind beide Größen durch jene Werte $A_0^{\max.}$, bzw. δ_0 ausgedrückt, die sie für $n = 1$ annehmen. Aus (46), bzw. (43) folgt:

$$A^{\max.} = A_0^{\max.} \cdot \frac{(1 + \sqrt{1 + a})^2}{a(1 + \sqrt{1 + an})^2} \tag{47}$$

und

$$\delta = \delta_0 \cdot \frac{1 + \sqrt{1 + an}}{n(1 + \sqrt{1 + a})} \tag{48}$$

Diese Funktionen werden durch die Schaulinien der Fig. 4 dargestellt.

Übersichtlicher ist Fig. 5, welche für mehrere Werte der Senderdämpfung $A^{\max.}/A_0^{\max.}$ als Funktion von δ/δ_0, also die Empfangsstärke

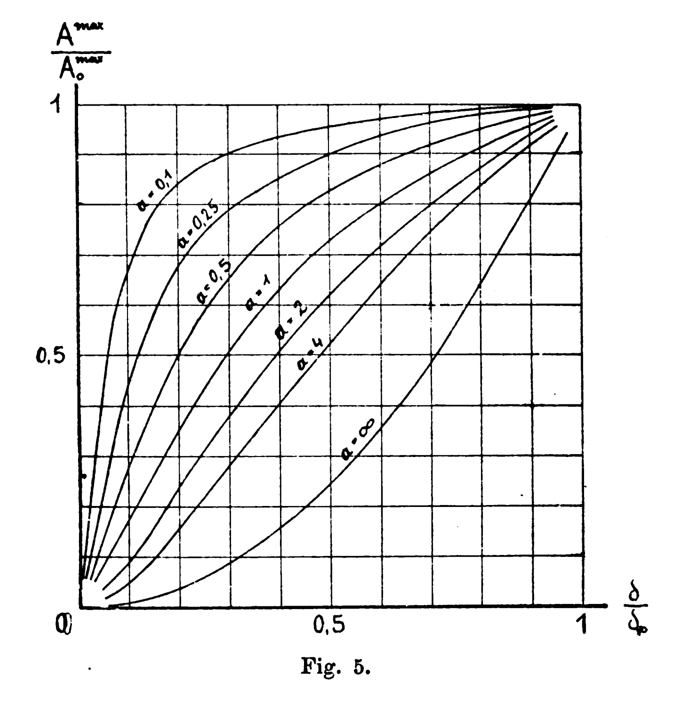


Fig. 5.

als Funktion der Abstimmschärfe, wiedergibt. Dieser Figur läßt sich Folgendes entnehmen:

Wenn man, von der Stellung stärksten Empfanges ($\delta/\delta_0 = 1$) aus-

gehend, die Abstimmschärfe durch loseres Koppeln verbessert, sinkt die Empfangsstärke, und zwar um so schneller, je stärker der Sender gedämpft ist. (Bei ungedämpften Schwingungen, $a = 0$, überhaupt nicht). Besitzen z. B. Sender (mit Stoßerregung) und Empfänger gleiche Luftdrähte, so ist $a = 1$ und man verliert anfangs beim Loserkoppeln an Empfangsstärke nur ungefähr $^1/_3$ [1]) dessen, was man an Abstimmschärfe gewinnt; Verdopplung der Abstimmschärfe verringert die Empfangsstärke auf ungefähr $^3/_4$. Erst bei recht starker Senderdämpfung ($a = 4$) tritt angenähert Proportionalität ein.

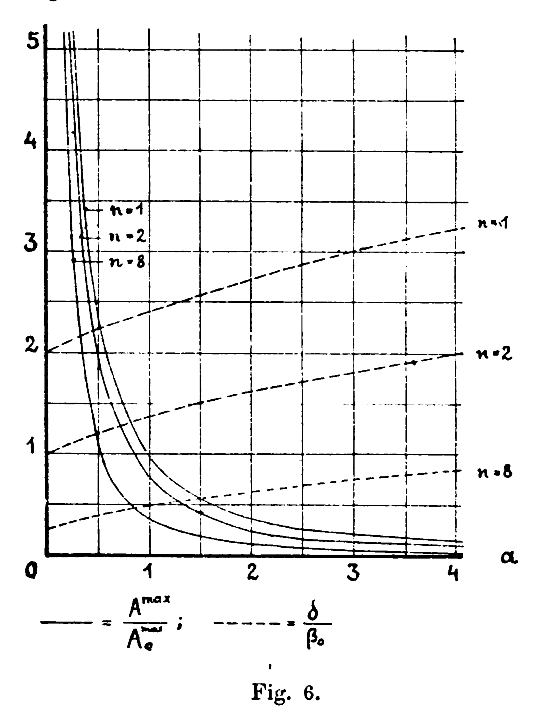


Fig. 6.

In Fig. 6, die der Fig. 5 entspricht, ist die Empfangsstärke mit jenem Werte $A_{00}^{\text{max.}}$ als Einheit gemessen, den sie für $\begin{matrix} a = 1 \\ n = 1 \end{matrix}$ annimmt, das Empfängerdekrement (statt mit $\delta_{00} = \beta_0 (1 + \sqrt{2})$) mit dem Werte β_0. Aus (47) ergibt sich:

---

1) Genauer $\frac{2}{(1 + \sqrt{2})^2} = 0{,}34$.

$$A^{\text{max.}} = A_{00}^{\text{max.}} \cdot \frac{(1 + \sqrt{2})^2}{a(1 + \sqrt{1 + an})^2} \tag{49}$$

Aus Fig. 6 ist zu ersehen, daß die Empfangsstärke beträchtlich, mehr als proportional, die Abstimmschärfe viel weniger wächst, wenn die Senderdämpfung abnimmt.

Selbstverständlich bewirken auch bei den gedämpften Schwingungen die Verluste in den Verlängerungs-, bzw. Kopplungsspulen, daß die Empfangsstärke im Vergleich zum Empfängerdekrement beim Loserkoppeln schneller sinkt als es die Schaulinien der Figuren 4—6 angeben. Doch kann der Unterschied wenigstens zu Anfang und bei Verwendung guter Spulen nur gering sein.

Wie bei den ungedämpften Schwingungen gilt auch hier, daß es sehr ungünstig wäre, wenn man die Abstimmschärfe statt in der angenommenen Weise bloß durch Verminderung der Nutzdämpfung (Losermachen der Kopplung des aperiodischen Detektorkreises) verbessern wollte[1]. —

Wie hängt bei gedämpften Schwingungen die überhaupt erreichbare Empfangsstärke von den Eigenschaften des Empfangsluftdrahtes, insbesondere seiner Höhe ab?

Aus (46) wird nach Einsetzen von $n = 1$

$$A_0^{\text{max.}} = k \cdot \frac{\varrho_0}{\beta_0^2 \cdot a(1 + \sqrt{1 + a})^2} \tag{50}$$

Sehen wir zunächst von den schädlichen Verlusten des Empfängers ab; es ist dann $\beta_0 = \varrho_0$ und $a = \alpha/\varrho_0$, daher

$$A_0^{\text{max.}} = k \cdot \frac{1}{\alpha\left(1 + \sqrt{1 + \frac{\alpha}{\varrho_0}}\right)^2}, \tag{51}$$

wobei α als konstant zu betrachten ist. Für geometrisch ähnliche Luftdrähte gilt (25), daher

$$A_0^{\text{max.}} = k \cdot \frac{1}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{\alpha}{h_2^3}}\right)^2} \tag{52}$$

Fig. 7 stellt diese Beziehung dar, wobei der Maßstab für $A_0^{\text{max.}}$ willkürlich, der für h_2 so gewählt ist, daß 1 dem Falle $a = 1$ entspricht. Sind Sender- und Empfängerluftdraht einander ähnlich und

1) Vgl. Zenneck, S. 366.

hat auch ersterer keine schädliche Dämpfung ($\alpha = k \cdot h_1^3$), so würde die Abszisse h_2/h_1 bedeuten.

Aus der Schaulinie ist zu ersehen, daß unter obigen Voraussetzungen die Empfangsstärke der Luftdrahthöhe proportional ist, wenn beide

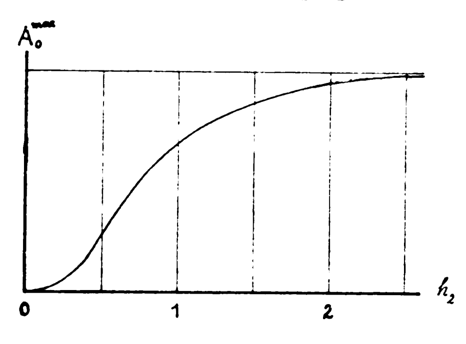


Fig. 7.

Luftdrähte ungefähr die gleiche Höhe besitzen[1]), daß sie aber bei niedrigerem Empfänger weit schneller abnimmt, am stärksten ungefähr für $h_2 = h_1/2$.

Nimmt man aber, um der Wirklichkeit nahe zu kommen, an, daß die Strahlungsdämpfung gegenüber den Verlusten klein ist, so erhält man nach Einsetzen von (4), (20), und (23) aus (50)

$$A_0^{\text{max.}} = k \cdot \frac{h_2^{\,3}}{a\left(1 + \sqrt{1 + \frac{\alpha}{\beta_0}}\right)^2} \quad (53)$$

Da angenähert $\beta_0 = \sigma_0$ und daher nach (24) $\beta_0 = k \cdot h_2^{\,0}$, wird (53) zu

$$A_0^{\text{max.}} = k \cdot h_2^{\,3} \quad (54)$$

ebenso wie bei ungedämpften Schwingungen (27).

Der Nachweis, daß auch bei gedämpften Schwingungen ein niedriger Empfangsluftdraht in bezug auf die Abstimmschärfe keine Vorteile bringt, möge der Kürze halber unterbleiben. —

Die Abhängigkeit der größtmöglichen Empfangsstärke von der Verkehrswellenlänge soll nur für den Fall untersucht werden, daß der Sender mit Löschfunken arbeitet. Es ist dann E_1 konstant, nach (5) $J_1 = k \cdot E_1/\lambda$ und nach (34)

1) Genauer, wenn $\frac{h_2}{h_1} = \sqrt[3]{0,8} = 0,93$.

$$F = k \cdot \frac{E_1}{\lambda^2} \tag{55}$$

Dies und (11) in (46) eingesetzt ergibt für $n = 1$

$$A_0^{\max} = k \cdot \frac{E_1^{\,2}}{\lambda^4 \cdot \beta_0^{\,2}} \cdot \frac{1}{a(1 + \sqrt{1 + a})^2} \tag{56}$$

Bei Vernachlässigung der schädlichen Dämpfung wird $a = k \cdot \lambda^0$, da das Strahlungsdekrement des Senders sowohl als des Empfängers nach (11) $1/\lambda^3$ proportional ist. Danach ist auch

$$\beta_0 = \varrho_0 = k \cdot \frac{1}{\lambda^3},$$

somit

$$A_0^{\max.} = k \cdot \lambda^2 \tag{57}$$

Aber auch bei Berücksichtigung der Verluste werden sich die Gesamtdekremente von Sender und Empfänger in ungefähr gleicher Weise mit der Wellenlänge ändern, so daß man wieder a als konstant annehmen kann. Nach (32) und (8) ist

$$\beta_0 = \sigma_0 = k \cdot \frac{1}{\lambda}, \tag{58}$$

daher (56)

$$A_0^{\max.} = k \cdot \frac{1}{\lambda^2} \tag{58}$$

Nach (57) ist also die Empfangsstärke dem Quadrate der Wellenlänge direkt, nach (58) umgekehrt proportional. Ersteres trifft eher bei kurzen, letzteres bei langen Wellen zu. Es muß daher — unabhängig von den Verlusten, die die Wellen auf dem Wege vom Sender zum Empfänger erleiden, — ein Optimum der Verkehrswellenlänge geben, welches gemäß (56) durch die Bedingung $\lambda^2 \cdot \beta_0 =$ Min. bestimmt ist und im allgemeinen ziemlich niedrig liegen dürfte. Je besser die Stationen gebaut, d. h. je sorgfältiger schädliche Dämpfungen vermieden sind, bei desto größeren Wellenlängen liegt ihr Optimum, das infolge der Unterwegsverluste der Strahlung noch höher hinaufrückt. Das Ineinanderfließen der Wellenzüge setzt aber bei rascher Funkenfolge auch hier bald eine Grenze.

Zusammenfassung.

Der Verbesserung der Abstimmschärfe des Empfängers durch loseres Koppeln entspricht nicht einfach eine Verminderung der Nutz-

dämpfung, sondern der Gesamtdämpfung des Empfängers, die sich durch Einfügen einer Verlängerungsspule und eines Verkürzungskondensators in den Luftdraht wiedergeben läßt. Dieser Vorgang wird rechnerisch verfolgt.

Wären die Zusatzspulen (Kopplungskreise) verlustfrei, so würde sich die Abstimmschärfe bei ungedämpften Schwingungen durch Loserkoppeln ohne Verminderung der Empfangsstärke beliebig erhöhen lassen; praktisch ist die Grenze durch das Eigendekrement der Zuzatzapparate gegeben. Bei gedämpften Schwingungen sinkt die Empfangsstärke im allgemeinen viel weniger als die Abstimmschärfe steigt.

Von der Höhe des Empfängerluftdrahtes ist die Empfangsstärke ungedämpfter Schwingungen nicht, die gedämpfter stark abhängig, wenn die hauptsächlich von der Erde herrührenden schädlichen Verluste zu vernachlässigen wären. Das sind sie jedoch keineswegs, sondern sie übersteigen die Strahlung meist bei weitem, insbesondere bei langen Wellen. Sie haben zur Folge, daß für beide Arten von Schwingungen die Empfangsstärke ungefähr der 3. Potenz der Höhe (geometrische Ähnlichkeit vorausgesetzt) proportional ist.

Die Abhängigkeit der Empfangsstärke von der Verkehrswellenlänge wird einerseits für den Poulsensender, andererseits für den Stoßsender untersucht. Für letzteren ergibt sich ein Optimum der Wellenlänge, welches um so höher liegt, je verlustfreier die Stationen gebaut sind.

(Eingesandt 31. Juli 1917.)

(Adresse des Autors: Dr. W. Burstyn, z. Z. Wien III., Weißgerber-Lände 44.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Über telephonische Messungen an einem drahtlosen Empfänger.

(On telephonic measurements in a radio reveiver).

Von **J. Zenneck.**

Es ist bereits auf einige Schwierigkeiten hingewiesen worden, die sich bei der Deutung des Hörbarkeitsfaktors zeigen. Die folgenden allgemeinen Bemerkungen zur Frage der telephonischen Messung der Empfangsstromstärke dürften von Interesse sein, obschon ich mir wohl bewußt bin, daß sie nichts Neues bringen.

I. Die Messung der Hörbarkeit.

Der Strom im Detektorkreise ist im allgemeinen ein pulsierender, und seine Frequenz ist identisch mit der im Sender oder im Empfänger erzeugten Gruppenfrequenz. Die Bewegung der Telephonmembran wird durch die Wechselstromkomponente dieses pulsierenden Stromes bestimmt; durch irgendwelche telephonische Messung kann man daher nur diese Komponente bestimmen. Man kann diese Wechselstromkomponente oder diesen Audiostrom zunächst als sinusförmig annehmen.

Der Gedanke, den man bei der Messung der Hörbarkeit verfolgt, ist der, die Amplitude dieses Audiostromes zu messen, aber nicht in Ampere, sondern in willkürlichen Einheiten, nämlich durch die Amplitude, die dem jeweiligen Beobachter eben die Unterscheidung zwischen Strichen und Punkten gestattet. Dementsprechend wird die Hörbarkeit definiert als das Verhältnis zwischen der Amplitude des tatsächlich auftretenden Audiostromes und jener Amplitude, die gerade zwischen Strichen und Punkten zu unterscheiden gestattet.

Diese Unbestimmtheit der Grundeinheit schließt eine ernstliche Schwierigkeit in sich, wenn von verschiedenen Beobachtern oder von einem und demselben Beobachter zu verschiedenen Zeiten Hörbarkeitsmessungen vorgenommen werden sollen. Die Einheit kann bei verschiedenen Messungen verschieden sein. Die Amplitude, welche gerade zwischen Strichen und Punkten zu unterscheiden gestattet, ist für verschiedene Individuen verschieden und bei einer und derselben Person von physiologischen und psychologischen Bedingungen abhängig. Sie wird sicherlich kleiner, wenn, von den Signalen abgesehen, das Telephon absolut ruhig ist, als wenn durch Störungen im Telephon dauernd starke Geräusche hervorgerufen werden. Falls in diesen beiden Fällen die von den Signalen herrührenden Audioströme genau gleichstark wären, würde in letzterem Falle eine weit kleinere Hörbarkeit gemessen werden als im ersterem. Daher besagt die einfache Aussage, daß für einen besonderen Sender und Empfänger eine Hörbarkeit von 200 gemessen worden ist, für den messenden Physiker nicht viel, so wichtig sie für den Installateur sein mag.

Das folgende Verfahren zur Messung der Hörbarkeit ist allgemein angenommen. Das Telephon wird durch einen induktionsfreien Widerstand R kurzgeschlossen, der so eingestellt wird, daß Striche und Punkte gerade unterscheidbar werden. Die Genauigkeit, mit der sich dieser kritische Widerstand messen läßt, ist stark von der Geschicklichkeit und der Erfahrung des Beobachters abhängig. Der Haupt-

nachteil besteht darin, daß das Verschwinden eines allmählich schwächer werdenden Tones bestimmt werden muß, und nicht ein scharf definiertes Minimum, wie man es bei der Wheatstoneschen Brückenanordnung für Wechselstrom erhält.

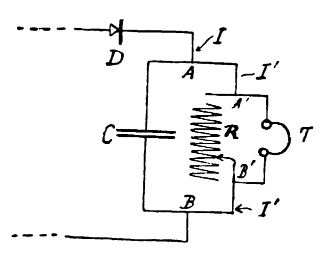


Fig. 1.

Nach Messung des kritischen Wertes für den Nebenschlußwiderstand muß der Wert des Hörbarkeitsfaktors berechnet werden. Die Amplitude I_0 des Audiostromes im Telephon wird durch die Gleichung

$$I_0 = I' \frac{R}{\sqrt{(R + R_t)^2 + (2\pi N L_t)^2}} \tag{1}$$

gegeben[1]), wo I' die Amplitude des Audiostromes in den Zweigen AA' und BB' in Fig. 1 ist, R_t der Widerstand des Telephons für Audiofrequenz, L_t seine Selbstinduktion für Audiofrequenz, und N die Gruppenfrequenz. Nach Entfernung des Nebenschlußwiderstandes R mag die Amplitude des Telephonstromes $= I''$ sein. Dann ist nach der oben erwähnten Definition die Hörbarkeit:

$$A = \frac{I''}{I_0} = \frac{I''}{I'} \cdot \frac{\sqrt{(R + R_t)^2 + (2\pi N L_t)^2}}{R}.$$

Damit

$$A = \frac{\sqrt{(R + R_t)^2 + (2\pi N L_t)^2}}{R} \tag{2}$$

und somit nur von den Konstanten des Telephons und seinem Nebenschlusse abhängig werde, muß die Bedingung

$$I'' = I'$$

erfüllt werden. Daß heißt, die Stromstärke in den nicht kurzgeschlossenen Zweigen AA' und BB' darf durch Kurzschließen des Telephons nicht verändert werden. Diese Bedingung schließt in sich:

a) Daß der durch den Detektor fließende Radiofrequenzstrom durch Kurzschließen des Telephons nicht beeinflußt werden darf, denn sonst

1) Unter der Annahme, daß die Rückwirkung der Schwingung der Telephonmembran auf den Telephonkreis vernachlässigt werden kann. Wenn dies nicht der Fall ist, so können der Effektivwiderstand R_t des Telephons sowie seine effektive Selbstinduktion L_t auch von der Amplitude des Audiostromes abhängen und nicht nur von dessen Frequenz.

würde auch der von dem Detektor erzeugte Audiofrequenzstrom verändert werden. Dies kann man dadurch vermeiden, daß man die Reaktanz des Kondensators C für Radiofrequenz klein gegenüber der Impedanz des abgezweigten Kreises R, T für Radiofrequenz macht.

b) Daß das Verhältnis zwischen den Audiostromstärken I'' und I' von R unabhängig sein muß.

Dies kann dadurch geschehen, daß man die Reaktanz des Kondensators C für Audiofrequenz groß gegenüber der Impedanz des Telephons für Audiofrequenz macht. Selbst in diesem Falle fließt, wenn das Telephon nicht kurz geschlossen ist, und noch weit mehr, wenn es kurz geschlossen ist, praktisch der ganze Audiostrom durch den Zweig $AA'B'B$. Benutzt man aber eine große Wellenlänge in Verbindung mit einer verhältnismäßig hohen Gruppenfrequenz, so kann diese Bedingung der Bedingung (a) widersprechen.

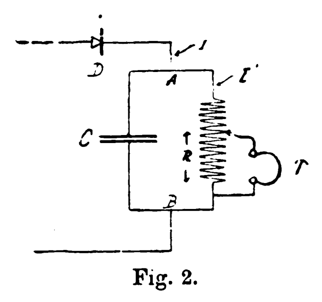


Fig. 2.

Dann kann man die Anordnung der Fig. 2 verwenden, allerdings unter der Voraussetzung, daß die Impedanz des Telephons für Audiofrequenz groß im Verhältnis zu jedem Wert des benutzten Widerstandes R ist. Der Nebenschluß R kann daher nicht ausgeschaltet werden, denn das würde bedeuten, daß man $R = \infty$ machte. Infolgedessen kann man nur das Verhältnis zweier Hörbarkeiten A_1 und A_2 messen, nicht die Hörbarkeit selbst. Nach Gleichung (2) ist:

$$A_1 : A_2 = \frac{\sqrt{(R_1 + R_t)^2 + (2\pi N L_t)^2}}{R_1} : \frac{\sqrt{(R_2 + R_t)^2 + (2\pi N L_t)^2}}{R_2},$$

wenn R_1 und R_2 die Werte des Nebenschlußwiderstandes R sind, die in den beiden Fällen erforderlich sind, um Striche und Punkte eben unterscheidbar zu machen, und wenn sowohl R_1 als auch R_2 klein gegenüber der Impedanz des Telephones für Radiofrequenz sind.

Es scheint allgemein üblich zu sein, die Gleichung (2) durch die Beziehung

$$A = \frac{R + R_t}{R}$$

zu ersetzen. Das ist natürlich nur dann richtig, wenn die Induktanz des Telephones für Audiofrequenz sehr klein gegenüber $(R + R_t)$ ist,

was bei den für den radiotelegraphischen Betrieb allgemein gebräuchlichen Telephonen nicht der Fall ist.[1])

II. Die Beziehung zwischen dem Audiostrome im Telephon und dem empfangenen Luftleiterstrom.

Es möge zunächst angenommen werden, daß als Sender ein Löschfunkensystem zur Anwendung gelange, das Gruppen exponential gedämpfter Wellen nur einer Frequenz aussendet.

In erster Linie hängt die Amplitude des Audiostromes von den Charakteristiken des Detektors ab, davon nämlich, ob das Ansprechen des Detektors von der Amplitude des Radiofrequenzstromes abhängt, oder von ihrem Quadrate, oder von sonst einer Funktion von ihr. Die Amplitude hängt ferner sehr stark von der Empfindlichkeit des einzelnen Detektors zur Zeit der Messung ab. Deshalb muß der Detektor geeicht werden.

Aber die Eichung darf nicht mittels eines Galvanometers erfolgen. Das würde bedeuten, daß man die Gleichstromkomponente des Detektorstromes messen würde, und nicht seine Wechselstromkomponente, die ja die Hörbarkeit bestimmt. Diese letztere wird sehr stark durch die „Trägheit" des Detektors beeinflußt. Da die Trägheit zweier Detektoren verschieden ist, kann der eine von ihnen eine zwanzigmal so hohe Hörbarkeit ergeben wie der andere, und doch kann der von diesen Detektoren hervorgerufene Ausschlag eines Galvanometers bei einem und demselben Radiofrequenzstrome derselbe sein.

Auch die Kapazität des im Nebenschluß zum Telephon liegenden Kondensators C (Fig. 1) kommt in Betracht. Sobald die Reaktanz des Kondensators für Audiofrequenz nicht groß ist im Vergleich zur Impedanz des Telephones, verringert eine Zunahme der Kapazität des Kondensators die Hörbarkeit in derselben Weise wie eine Zunahme der Trägheit des Detektors.

Allen diesen Schwierigkeiten, sowie denen, die in der Unsicherheit der Einheit für die Hörbarkeit und in der veränderlichen Empfindlichkeit des Detektors begründet liegen, begegnet man dadurch, daß man die von den ankommenden Signalen hervorgerufene Hörbarkeit mit jener vergleicht, die von einem mit dem Empfangsluftleiter äußerst lose gekoppelten Normalkreise mit derselben Gruppenfrequenz herrührt. Als Normalkreis kann man einen Kondensatorkreis mit einem

1) A. H. Taylor and A. S. Blatterman, Proc. Inst. Radio Eng. 4, 135, 1916.



die wahre mittlere Stromstärke messenden Instrument (etwa einem empfindlichen Hitzdrahtamperemeter oder einem Thermoelement) benutzen. Wie man freie Schwingungen von bekannter und veränderlichen Anfangsamplitude, die das natürliche Dekrement des Kreises besitzen, unter Benutzung eines rotierenden oder schwingenden Schalters Fig. 3) oder eines Unterbrechers (Fig. 4) erzeugen kann, zeigen die

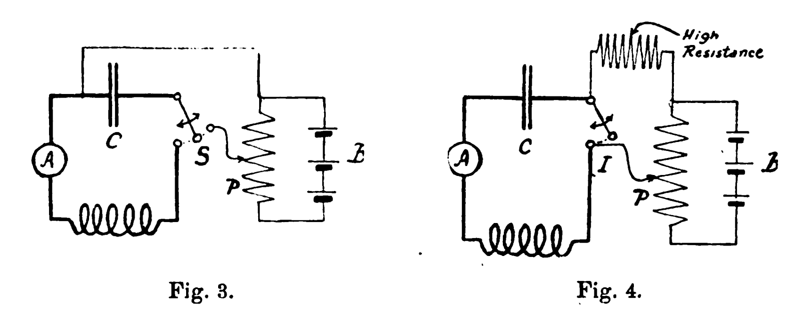


Fig. 3. Fig. 4.

beiden eben genannten Figuren. Der Kondensator C wird periodisch auf das von der Batterie B erzeugte und durch das Potentiometer P geregelte Potential geladen und entlädt sich durch den Schwingungskreis.

Mit Hilfe dieses Normalkreises, der im allgemeinen auf die Frequenz der ankommenden Wellen abgestimmt werden muß, kann man die ganze Empfangsanordnung eichen. Die Koppelung des Normalkreises mit dem Luftleiter kann man konstant halten und dann durch Veränderung der Spannung, auf die der Kondensator C (Fig. 3 oder 4) aufgeladen wird, die wahre mittlere Stromstärke im Normalkreise ändern. Dann kann man die Hörbarkeit messen, die jedem einzelnen Werte der wahren mittleren Stromstärke entspricht. Man kann auch die Schwingungen im Normalkreise konstant halten und seine Koppelung mit dem Luftleiter (d. h. den Koeffizienten M der wechselseitigen Induktion zwischen Luftleiter und Normalkreis) ändern. Auf diese Weise mißt man die Hörbarkeit als Funktion von M und der Amplitude der durch den Normalkreis im Luftleiter induzierten Schwingungen, welch letztere M proportional ist.

Sind die Konstanten der Anordnung bekannt, so kann man nach diesem Verfahren die Amplitude der Schwingungen, die im Luftleiter seitens eines fernen Senders erregt werden, in absoluten Einheiten oder in Ampere messen[1]). Aber für diese Messung muß das Dekrement

1) F. Braun, Jahrb. 8, 132, 212, 1914.

des Normalkreises jenem der ankommenden Wellen gleich sein. Nehmen wir beispielsweise an, es werde ein Thermodektor benutzt, dessen Angaben vom Quadrate der Stromstärke und daher von der Energie der Schwingungen abhängen, so wird die Amplitude des Audiostromes (und daher die Hörbarkeit) für verschiedene Dekremente selbst dann verschieden sein, wenn die Energie des Luftleiterstromes dieselbe ist. Ob das Dekrement des Normalkreises dasselbe ist wie das der ankommenden Wellen, läßt sich leicht kontrollieren, wenn man beispielsweise einen Widerstand in den Luftleiter einschaltet oder den Luftleiter um einen bestimmten Betrag verstimmt. Die Abnahme der Hörbarkeit muß bei Erregung durch den Normalkreis und bei Erregung seitens der ankommenden Wellen dieselbe sein.

Wenn die Dekremente dieselben sind, ist es wünschenswert, die Amplitude der im Luftleiter durch den Normalkreis erzeugten Schwingungen so einzustellen, daß sie dieselbe Hörbarkeit ergeben wie die ankommenden Wellen, und zwar dadurch, daß man die Amplitude der Schwingungen im Normalkreise, oder dadurch, daß man dessen Koppelung mit dem Luftleiter verändert. Dann ist die durch die ankommenden Wellen im Luftleiter induzierte EMK. dieselbe wie die durch den Normalkreis erzeugte. Diese Amplitude läßt sich leicht aus den Konstanten der Anordnungen und dem Wert der wahren mittleren Stromstärke im Normalkreise berechnen. Bei dieser Gestaltung ist das Verfahren von der Charakteristik des Detektors, von der Kapazität des im Nebenschluß zum Telephon liegenden Kondensators unabhängig und ebenso von den im ersten Abschnitt der vorliegenden Abhandlung erwähnten Bedingungen. Es ist mit und ohne Verstärker anwendbar.

III. Der Empfang ungedämpfter Wellen.

Wenn der Sender kontinuierliche Wellen aussendet und im Empfänger nach einem der bekannten Verfahren ein Ton erzeugt wird, so hängt im allgemeinen die Amplitude des Audiostromes im Telephon nicht nur von der Amplitude der ankommenden Wellen ab, sondern auch von der Anordnung, welche den Ton im Empfänger hervorbringt. Es ist beispielsweise bekannt, daß beim Verfahren der Schwebungen die Amplitude des Audiostromes gerade so sehr von der Amplitude der an Ort und Stelle erzeugten Schwingungen abhängt wie von jener der ankommenden Wellen. Es besteht daher keinerlei feste Beziehung zwischen der Amplitude des Audiostromes und jener der im Empfangsluftleiter erregten Schwingungen.

In diesem Falle kann man die Schwierigkeit ebenfalls durch Verwendung eines Normalkreises überwinden. Es würde aber verkehrt sein, einen Normalkreis derselben Art zu benutzen, wie oben beschrieben. Die gedämpften Schwingungen, die ein solcher Kreis im Luftleiter erregte, würden durch die Empfangsanordnung (Verstärker, Schwebungsempfang) in ganz anderer Weise beeinflußt werden als die durch die ankommenden Wellen im Luftleiter erregten ungedämpften Schwingungen. Es ist unbedingt erforderlich, als Normalkreis ein kontinuierlich schwingendes System von genau derselben Frequenz zu benutzen wie die des Senders. Einen solchen Normalkreis kann man sehr leicht mittels eines schwingenden Elektronenrelais, etwa des Audions, erhalten, und seine wahre mittlere Stromstärke, und daher auch die Amplitude des Stromes, kann man leicht mit einem Hitzdrahtamperemeter oder einem Thermoelement messen. Im Übrigen ist das Verfahren zur Messung der Amplitude der durch die ankommenden Wellen im Empfangsluftleiter erregten Schwingungen genau dasselbe wie das im zweiten Abschnitt dieser Abhandlung für gedämpfte Wellen dargelegte. Es ist insofern noch einfacher, als keine Komplikationen durch die Dämpfung hineingebracht werden.

Zusammenfassung.

Wenn es gilt, das Hörbarkeitsverfahren zur Messung der Amplitude oder der Energie der ankommenden Wellen zu verwenden, so lassen sich nutzbare Ergebnisse nur dadurch erlangen, daß man vergleichende Proben mit einem passend gebauten Normalkreise für jede einzelne Messung, oder mindestens für jede Messungsreihe, anstellt.

(Nach Proc. Inst. Radio Eng. (New York) **4** (4), S. 363—369, 1916, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé).

(Eingesandt 15. Mai 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Zehlendorf (Wannseebahn). Milinowskistraße 31.

Detektoren.

Quantitative Beziehungen in Detektorkreisen.

(Eine Erörterung der Arbeit des Herrn Armstrong: „Eine Untersuchung der Heterodynverstärkung durch das Elektronenrelais.")

[Quantitative Relations in Detector Circuits.

(A Discussion on Mr. Armstrong's Paper on „A Study of Heterodyne Amplification by the Electron Relay.")][1])

Von **Benjamin Liebowitz.**

Der Zweck der vorliegenden Erörterung besteht darin, gewisse grundlegende Beziehungen in einfachen Detektorkreisen klarzulegen und dadurch direkt die höchste Verstärkung zu bestimmen, die man dem Heterodynprinzip zuschreiben kann. Die Hauptannahmen sind 1. daß die vorherschende Reaktion im Detektorkreise (*DK* in Fig. 1)

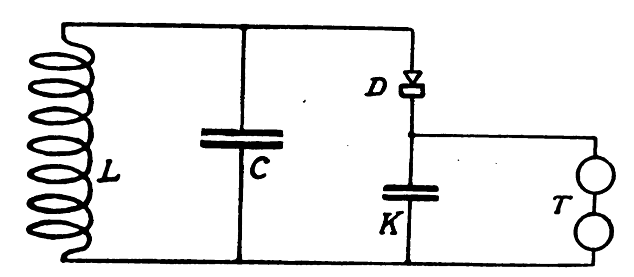


Fig. 1. Typischer Detektorkreis.

die vom Widerstande *D* herrührende ist, und 2. daß dieser Widerstand so hoch ist, daß die dem Schwingungskreise *LC* seitens des Detektorkreises entzogene Energiemenge sehr klein ist. Unter diesen Umständen wird dem Detektor eine annähernd einfache harmonische EMK. aufgezwungen werden, wenn die empfangenen Signale einfach harmonisch sind, wie wir annehmen wollen, und dann kann man die den Detektor durchfließende Stromstärke bestimmen.

Wir wollen zwei Detektortypen betrachten, und zwar „vollkommene" Gleichrichter und „annähernde" Gleichrichter. Das Verfahren, das wir einschlagen, besteht in beiden Fällen darin, sowohl die Radiofrequenzströme als auch die Audiofrequenzströme zu ermitteln, die im Detektor-

1) s. Proc. Inst. Radio Eng., Juni 1915, S. 185 ff.

kreise fließen, und durch deren Vergleichung festzustellen, welcher Teil der dem Schwingungskreise entzogenen Energie bei der Erzeugung eines Telephonstromes von hörbarer Frequenz nutzbar ist.

Erster Fall. „Vollkommene" Gleichrichter.

Einen „vollkommenen" Gleichrichter können wir definieren als einen solchen, der in der einen Richtung einen konstanten und in der anderen Richtung einen unendlich großen Widerstand hat. Die Spannungs-Stromstärken-Charakteristik eines derartigen Detektors wird in Fig. 2 dargestellt.

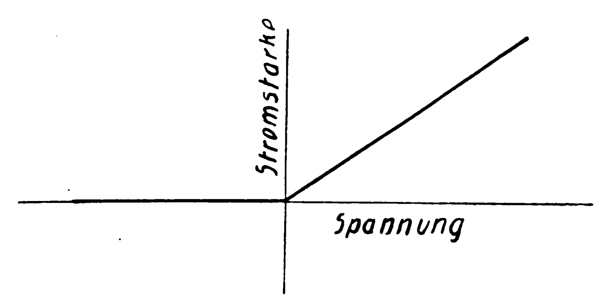


Fig. 2. Charakteristik eines „vollkommenen" Gleichrichters.

Wird einem derartigen Gleichrichter eine einfache harmonische EMK. aufgezwungen, so wird der resultierende Strom offenbar eine Folge von Sinusschleifen sein, wie sie in Fig. 3 dargestellt ist. Ist

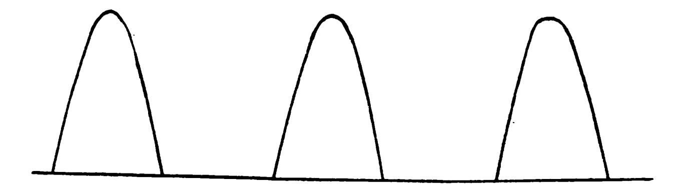


Fig. 3. Stromstärke im „vollkommenen" Gleichrichter.

die EMK. $e \sin pt$, und der endliche Widerstand des Detektors R, so wird die Amplitude dieser Schleifen einfach e/R sein.

Diese Folge von Schleifen läßt sich leicht in eine Fouriersche Reihe zerlegen. Nach dem üblichen Verfahren findet man für diese Reihe:

$$\frac{e}{R}\left\{\frac{1}{\pi}-\frac{1}{2\pi}\cos pt+\frac{2}{3\pi}\cos 2pt-\frac{2}{15\pi}\cos 4pt+\ldots\right\}.$$

Wir haben hier einen gleichgerichteten Strom von der Stärke $\frac{1}{\pi}\frac{e}{R}$, einen Radiofrequenz-Grundstrom von der Amplitude $\frac{1}{2}\frac{e}{R}$ und eine Reihe schwächerer Obertöne. Bezeichnen wir den gleichgerichteten Strom mit y_0 und die Amplitude des Radiofrequenz-Grundstromes mit Y_p, so folgt demnach, daß

$$y_0 = \frac{2}{3} Y_p$$

angenähert ist. Wir sehen somit, daß die Stärke des nutzbaren Stromes nur etwa zwei Drittel der Amplitude des im Detektorkreise fließenden Radiofrequenz-Grundstromes beträgt.

Der durchschnittliche Betrag, in dem dem Schwingungskreise LC Energie entzogen wird, ist $\frac{1}{4}\frac{e^2}{R}$ (nämlich die Hälfte des Betrages, den man erhalten würde, wenn der Detektor in beiden Richtungen den Widerstand R hätte). Von dieser Energie steckt $\frac{1}{\pi^2}\cdot\frac{e^2}{R}$ in dem gleichgerichteten Strome, $\frac{1}{8}\cdot\frac{e^2}{R}$ im Radiofrequenz-Grundstrome und der Rest in den Obertönen. Das heißt: Von der gesamten dem Schwingungskreise entzogenen Energie finden sich etwa 40 v. H. in Gestalt gleichgerichteten Stromes, 50 v. H. in Gestalt des Radiofrequenzstromes mit der Grundfrequenz, und der Rest in Gestalt der Obertöne.

Um gehört zu werden, kann die kontinuierliche Schleifenreihe der Fig. 3 in Züge mit hörbarer Frequenz zerlegt werden, so daß der stetige gleichgerichtete Strom in einen solchen verwandelt wird, der zwischen Null und $\frac{1}{\pi}\cdot\frac{e}{R}$ auf- und absteigt. Ein solcher Strom ist äquivalent einem Audiofrequenzstrom von der Amplitude $\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{e}{R}$, der einem Gleichstrom überlagert ist, mitsamt seinen Obertönen. Im übrigen sind die Energiebeziehungen unverändert, denn die vorstehende Analyse ist auf jeden Wellenzug oder auf jede einzelne Schleife jedes Zuges anwendbar.

Statt sie zu zerlegen, kann man indessen die Schleifenfolge auch

nach dem Heterodynverfahren hörbar machen. Wenn die „andere Kraft“ von derselben Größenordnung ist wie die ankommende EMK. („gleiches“ Heterodyn), werden die Schleifen zwischen Null und $\frac{2e}{R}$ auf- und absteigen. Und da jede einzelne Schleife sehr nahezu reine Sinusgestalt hat, so ist die vorstehende Analyse als enge Annäherung anwendbar, und wir erhalten daher einen Schwebungsfrequenzstrom von der Amplitude $\frac{1}{\pi} \cdot \frac{e}{R}$, das ist doppelt so viel, wie man ohne Heterodyn erhalten würde.

Wenn indessen die lokale Kraft, etwa mit der Amplitude E, groß gegenüber der empfangenen ist, werden die Schleifen zwischen $\frac{E+e}{R}$ und $\frac{E-e}{R}$ an- und absteigen. Und wenn wir dann die frühere Analysis anwenden wollen, so würden wir wiederum finden, daß die Amplitude des Schwebungsfrequenzstromes $\frac{1}{\pi} \cdot \frac{e}{R}$ ist. Mithin liefert, wenn der Detektor ein vollkommener Gleichrichter ist, das Heterodynverfahren einen doppelt so starken nutzbaren Telephonstrom wie das „Auflösungsverfahren“, unabhängig von der Amplitude des Lokalstromes. Dieses Ergebnis steht vollständig im Einklang mit jenem, zu dem ich ursprünglich gelangt bin.[1])

In dem Sinne, daß mit einem gegebenen „vollkommenen“ Gleichrichter das Heterodyn einen doppelt so starken Telephonstrom liefert wie das „Auflösungsverfahren“ und sonach viermal soviel Energie beim Ansprechen liefert, kann man sagen, daß das Heterodyn eine vierfache wahre Verstärkung ergibt. Diese Deutung des Begriffes „wahre Verstärkung“ hat Herr Armstrong in seiner Arbeit benutzt, und sie läßt sich durchaus rechtfertigen. Man darf den Begriff aber nicht so auffassen, als führte das Heterodyn dem Telephonstrome viermal soviel Energie zu, wie dem Schwingungskreise an Energie der empfangenen Frequenz entzogen wird. Diese Frage soll im folgenden Abschnitt nochmals in größerer Ausführlichkeit behandelt werden.

Der Grund für die vierfache Verstärkung wird vollkommen klar, wenn wir uns gegenwärtig halten, daß wir bei dem Verfahren der „Auflösung“ für den Empfang ungedämpfter Wellen diesen rund die Hälfte der verfügbaren Energie entziehen, während wir mit dem

1) Siehe Proceedings, Juni 1915, S. 185.

Heterodynverfahren ebensoviel verfügbare Energie hinzufügen, wie wir anfänglich hatten.

Ich habe viele Einzelheiten der vorstehenden Analyse fortgelassen und mehrere Punkte übergangen, weil nach der Ausarbeitung der Fourierschen Reihe für die in Fig. 3 dargestellte Reihe von Sinusschleifen die weiteren Ergebnisse auf Grund physikalischer Überlegungen klar werden, und weil ferner der Fall der „annähernden“ Gleichrichter, den wir nunmehr vornehmen wollen, weit größeres Interesse bietet.

Zweiter Fall. „Annähernde“ Gleichrichter.

Die Charakteristik eines gewöhnlichen Kristall-Gleichrichters unterscheidet sich von jener eines „vollkommenen“ Gleichrichters (wie sie in Fig. 2 dargestellt wird) dadurch, daß sie für negative Spannungen nicht längs der Stromstärkenachse verläuft, sondern etwas unterhalb dieser, und daß sie statt einer unendlichen Krümmung am Anfangspunkte eine endliche hat, sowie schließlich dadurch, daß sie für positive Spannungen im Allgemeinen aufwärts gekrümmt ist und nicht geradlinig verläuft. Der gewöhnliche Gleichrichter ist daher in zweierlei Hinsicht unvollkommen: er richtet keinen Wechselstrom vollkommen gleich, und er richtet verhältnismäßig starke Ströme besser als schwache.

Für Zwecke der Analysis ist es wünschenswert, einen Detektor zu benutzen, der schwache Ströme im wesentlichen ebensogut gleichrichtet wie verhältnismäßig starke. Zu diesem Behufe muß der Detektor im Anfangspunkte eine starke, wenngleich endliche, Krümmung be-

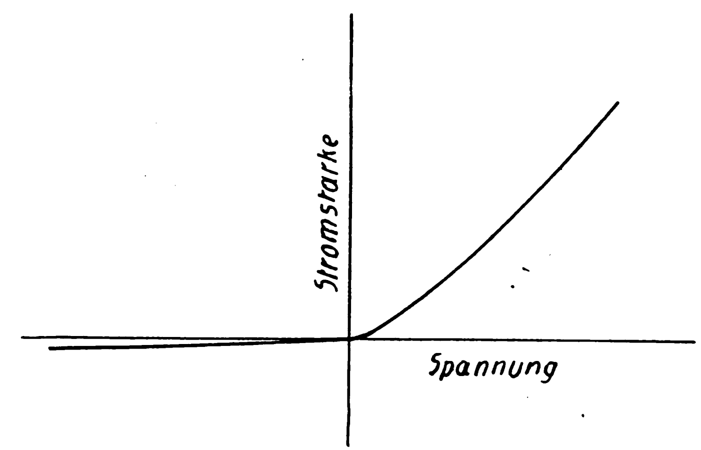


Fig. 4. Charakteristik eines „annähernden“ Gleichrichters.

sitzen, wie dies Fig. 4 zeigt. Einen solchen Detektor wollen wir bei unserer Analysis voraussetzen und wollen ihn einen „annähernden" Gleichrichter nennen.

Die Kurve der Figur 4 läßt sich durch eine Potenzreihe oder mit einer für alle praktischen Zwecke hinreichenden Genauigkeit durch etwa ein Dutzend Glieder einer solchen Reihe darstellen. Des Weiteren muß, um unserer Definition eines „annähernden" Gleichrichters zu genügen, die Summe aller ungeraden Potenzen der Reihe nahezu gleich der Summe aller geraden Potenzen sein. Die ungeraden Potenzen wechseln nämlich das Vorzeichen, wenn die Spannung negativ wird, während die geraden Potenzen dies nicht tun. Wenn daher ihre Summen einander nahezu gleich sind, werden sie sich für negative Spannungen nahezu gegenseitig aufheben, und die Reihe wird nur für positive Spannungen groß sein. Wenn also y die Stromstärke und v die Spannung ist, wird die Charakteristik unseres annähernden Gleichrichters dargestellt durch:

$$y = a_1 \cdot v + a_2 v^2 + a_3 v^3 + a_4 v^4 + \ldots, \tag{1}$$

mit der Bedingung, daß, wenn v positiv ist,

$$a_1 v + a_3 v^3 + a_5 v^5 + \ldots = a_2 v^2 + a_4 v^4 + a_6 v^6 + \ldots + \Delta, \tag{2}$$

ist, wo Δ eine von v abhängige kleine Größe ist.

Weiter wollen wir, um den einfachsten und günstigsten Fall zu behandeln, die Koeffizienten a_k alle als positiv annehmen; d. h. wir wollen annehmen, der Detektor habe eine Charakteristik, in welcher innerhalb eines gegebenen Bereiches die Stromstärke mit zunehmender positiver Spannung immer rascher und rascher anwächst.

Wir wollen nun annehmen, es werde infolge der alleinigen Wirkung der empfangenen Signale dem Detektor eine einfache harmonische EMK. $e \sin pt$ aufgezwungen. Der resultierende Strom wird werden:

$$y = a_1 e \sin p t + a_2 e^2 \sin^2 p t + a_3 e^3 \sin^3 p t + \cdots. \tag{3}$$

Bedenken wir, daß

$$\sin^2 \theta = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\theta),$$

$$\sin^3 \theta = \frac{1}{4}(3 \sin \theta - \sin 3\theta),$$

$$\sin^4 \theta = \frac{1}{8}(3 - 4 \cos 2\theta + \cos 4\theta),$$

usw.

ist, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} y = {} & a_1 e \sin pt + \frac{1}{2} a_2 e^2 (1 - \cos 2pt) + \\ & + \frac{1}{4} a_3 e^3 (3 \sin pt - \sin 3pt) + \\ & + \frac{1}{8} a_4 e^4 (3 - 4 \cos 2pt + \cos 4pt) + \\ & + \frac{1}{16} a_5 e^5 (10 \sin pt - 5 \sin 3pt + \sin 5pt) + \\ & + \frac{1}{32} a_6 e^6 (10 - 15 \cos 2pt + 6 \cos 4pt - \cos 6pt) + \\ & + \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots + \\ & + \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \end{aligned} \quad (4)$$

Ordnen wir die Glieder dieser Reihe nach der Periodizität, und bezeichnen wir den Strom von der Frequenz 0 mit y_0, jenen von der Frequenz $\frac{p}{2\pi}$ mit y_p, so finden wir:

$$y_0 = \frac{1}{2} \left\{ a_2 e^2 + \frac{3}{4} a_4 e^4 + \frac{3 \times 5}{4 \times 6} a_6 e^6 + \frac{3 \times 5 \times 7}{4 \times 6 \times 8} a_8 e^8 + \cdots \right\}, \quad (5)$$

$$y_p = \sin pt \left\{ a_1 e + \frac{3}{4} a_3 e^3 + \frac{3 \times 5}{4 \times 6} a_5 e^5 + \cdots \right\}. \quad (6)$$

Die Gleichungen (5) und (6) sind allgemeine Formeln für die Berechnung des gleichgerichteten Stromes und des Radiofrequenzstromes, die durch einen einfachen Detektorkreis von bekannter Charakteristik fließen. Es ist zu beachten, daß diese Formeln von keiner der Annahmen abhängig sind, die wir über die Gestalt der Charakteristik des Detektors gemacht haben.

Um die Vorstellung festzulegen, wollen wir nun annehmen, es genügten zehn Glieder unserer Reihe (1) zur Darstellung der Charakteristik des Detektors. Das letzte Glied in der Klammer in der Gleichung (5) wird dann lauten:

$$\frac{3 \times 5 \times 7 \times 9}{4 \times 6 \times 8 \times 10} a_{10} e^{10} = 0{,}492\, a_{10} e^{10},$$

und das letzte Glied in der Klammer in der Gleichung (6) wird $0{,}492\, a_9 e^9$ sein. Da die Koeffizienten a_k positiv sind, erhalten wir somit die folgenden Ungleichungen:

$$a_2 e^2 + a_4 e^4 + \cdots + a_{10} e^{10} > a_2 e^2 + \frac{3}{4} a_4 e^4 + \cdots + 0{,}492\, a_{10} e^{10}$$
$$> 0{,}492\,(a_2 e^2 + a_4 e^4 + \cdots + a_{10} e^{10}),$$
$$a_1 e + a_3 e^3 + \cdots + a_9 e^9 > a_1 e + \frac{3}{4} a_3 e^3 + \cdots + 0{,}492\, a_9 e^9$$
$$> 0{,}492\,(a_1 e + a_3 e^3 + \cdots + a_9 e^9).$$

Wenn wir nunmehr unsere Annahme über die Gestalt der Charakteristik einführen, nämlich die Beziehung (2), so folgt, daß die Klammern in den Ausdrücken (5) und (6) von derselben Größenordnung sein müssen. Mithin können wir, wenn wir die Amplitude von y_p mit Y_p bezeichnen, in roher Annäherung schreiben:

$$y_0 = \frac{1}{2} Y_p \text{ (roh).} \tag{7}$$

Für den Fall des „vollkommenen“ Gleichrichters hingegen hatten wir gefunden:

$$y_0 = \frac{2}{3} Y_p \text{ (angenähert).}$$

Mithin liefern die ganz verschiedenen analytischen Verfahren Ergebnisse von derselben Größenordnung, und da wir auf Grund unseres Begriffes vom „annähernden“ Gleichrichter dies aus physikalischen Überlegungen erwarten mußten, so liefert der Vergleich eine ausgezeichnete Probe auf die mathematischen Ableitungen.

Wir wenden uns nunmehr dem Verhalten des Heterodynverfahrens bei seiner Anwendung im Verein mit einem „annähernden“ Gleichrichter zu und nehmen an, daß dem Detektor eine lokale EMK. $E \sin q t$ aufgezwungen werde, und daß diese gegenüber der empfangenen EMK. $e \sin p t$ groß sei. Die Spannung v in der Reihe (1) wird jetzt $E \sin q t + e \sin p t$. Bei der binomialen Entwicklung der Ausdrücke $(E \sin q t + e \sin p t)^n$ liefern zwei Glieder eine hinreichend enge Annäherung, da wir e/E als klein annehmen. Es ergibt sich somit in diesem Falle für die Stromstärke:

$$\begin{aligned} y = {} & a_1 (E \sin q t + e \sin p t) + \\ & + a_2 (E^2 \sin^2 q t + 2 E e \sin q t \sin p t) + \\ & + a_3 (E^3 \sin^3 q t + 3 E^2 e \sin^2 q t \sin p t) + \\ & + a_4 (E^4 \sin^4 q t + 4 E^3 e \sin^3 q t \sin p t) + \\ & + \cdots\cdots\cdots + \\ & + \cdots\cdots\cdots \end{aligned} \tag{8}$$

Entwickeln wir die Glieder $\sin^k q\,t$ und $\sin^{k-1} q\,t \sin p\,t$ nach wohlbekannten oder leicht abzuleitenden Formeln in Polynome mit mehrfachen Winkeln, so erhalten wir:

$$
\begin{aligned}
y = {} & a_1 \{E \sin q\,t + e \sin p\,t\} + \\
& + a_2 \left\{ \frac{1}{2} E^2 (1 - \cos 2\,q\,t) - E\,e [\cos (q+p)t - \cos (q-p)t] \right\} + \\
& + a_3 \left\{ \frac{1}{4} E^3 (3 \sin q\,t - \sin^3 q\,t) \right. \\
& \qquad \left. + \frac{3}{4} E^2 e [\sin (2\,q - p)t - \sin (2\,q + p)t + 2 \sin p\,t] \right\} + \\
& + a_4 \left\{ E^4 \left(\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos 2\,q\,t + \frac{1}{8} \cos 4\,q\,t \right) \right. \\
& \qquad + E^3 e \left[\frac{3}{2} \cos (p-q)t - \frac{3}{2} \cos (p+p)\,t \right. \\
& \qquad\qquad \left. \left. - \frac{1}{2} \cos (3\,q - p)\,t + \frac{1}{2} \cos (3\,q + p)\,t \right] \right\} + \\
& + \cdots\cdots\cdots\cdots + \\
& + \cdots\cdots\cdots\cdots
\end{aligned} \tag{9}
$$

Fassen wir alle Glieder mit der Frequenz $\frac{1}{2\pi}(p - q)$ unter der Bezeichnung y_{p-q} zusammmen und jene mit der Frequenz $\frac{1}{2\pi} p$ unter der Bezeichnung y_p, so ergibt sich:

$$
\begin{aligned}
y_{p-q} = {} & \left\{ a_2 E + \frac{3}{2} a_4 E^3 + \frac{3 \times 5}{2 \times 4} a_6 E^5 \right. \\
& \left. + \frac{3 \times 5 \times 7}{2 \times 4 \times 6} a_8 E^7 + \cdots \right\} e \cos (p-q)\,t,
\end{aligned} \tag{10}
$$

$$
\begin{aligned}
y_p = {} & \left\{ a_1 + \frac{3}{2} a_3 E^2 + \frac{3 \times 5}{2 \times 4} a_5 E^4 \right. \\
& \left. + \frac{3 \times 5 \times 7}{2 \times 4 \times 6} a_7 E^6 + \cdots \right\} e \sin p\,t.
\end{aligned} \tag{11}
$$

Die Gleichungen (10) und (11) sind unabhängig von allen Annahmen, die wir über die Gestalt der Charakteristik des Detektors gemacht haben, und sind daher allgemeine Formeln für die Berechnung der Stromstärken des Schwebungsfrequenzstromes und des empfangenen Radiofrequenzstromes, die durch einen bekannten Heterodyndedektorkreis fließen, wenn die lokale EMK. im Vergleich zu der empfangenen groß ist.

Nehmen wir wieder an, daß zehn Glieder der Reihe genügen, so wird das letzte Glied in der Klammer des Ausdrucks (10) $2{,}46\,a_{10}\,E^9$ und jenes im Ausdruck (11) $2{,}46\,a_9\,E^8$. Somit ergeben sich die Ungleichungen:

$$a_2\,E + a_4\,E^3 + \cdots + a_{10}\,E^9 < a_2\,E + \frac{3}{2}\,a_4\,E^3 + \cdots + 2{,}46\,a_{10}\,E^9$$
$$< 2{,}46\,(a_2\,E + a_4\,E^3 + \cdots + a_{10}\,E^9), \quad (12)$$
$$a_1 + a_3\,E^2 + \cdots + a_9\,E^8 < a_1 + \frac{3}{2}\,a_3\,E^2 + \cdots + 2{,}46\,a_9\,E^8$$
$$< 2{,}46\,(a_1 + a_3\,E^2 + \cdots + a_9\,E^8). \quad (13)$$

Ferner erhalten wir aus (2):

$$a_1 + a_3\,E^2 + a_5\,E^4 + \cdots = a_2\,E + a_4\,E^3 + a_6\,E^5 + \cdots + \frac{\Delta}{E}. \quad (14)$$

Da nun die Neigung der Kurve in Fig. 4 im Anfangspunkte gering ist, wird $\frac{\Delta}{E}$ eine kleine Größe und daher $(a_1 + a_3\,E^2 \cdots)$ nahezu gleich $(a_2\,E + a_4\,E^3 + \cdots)$ sein. Aus (12), (13) und (14) folgt daher, daß die Klammern in (10) und (11) von derselben Größenordnung sein müssen. Bezeichnen wir also die Amplitude von y_p mit Y_p und jene von y_{p-q} mit Y_{p-q}, so können wir in roher Annäherung schreiben:

$$Y_{p-q} \doteqdot Y_p\,(\text{roh}). \quad (15)$$

Wir haben zwar eine verhältnismäßig kleine Anzahl von Gliedern der Reihe (1) benutzt, um das Ergebnis (15) zu erhalten, aber dessen Richtigkeit würde selbst dann nicht beeinflußt werden, wenn es erforderlich sein würde, viel mehr Glieder zu benutzen. Wir können auch sicher sein, daß in allen praktischen Fällen die Charakteristik des Gleichrichters durch verhältnismäßig wenige Glieder ganz genau spezifiziert werden kann.

Eine Vergleichung von (15) und (7) zeigt, daß bei gegebenem Y_p, d. h. bei einer gegebenen Energiemenge der empfangenen Frequenz im Detektorkreise (und das ist die einzige richtige Grundlage für eine Vergleichung) das Heterodynverfahren in roher Annäherung eine doppelt so hohe Stromstärke der hörbaren Frequenz und mithin viermal so viel Energie liefert wie das „Auflösungsverfahren", wenn der Detektor ein „annähernder" Gleichrichter ist. In diesem Sinne, aber nur in diesem Sinne, ist die vierfache Verstärkung durch das Heterodynverfahren abermals nachgewiesen worden. Sofern nämlich die dem Schwingungskreise entzogene Energie der empfangenen Frequenz nur ein

kleiner Bruchteil der gesamten empfangenen Energie sein darf, beweist das Ergebnis (15), daß einerlei, wie groß die örtliche Heterodynstromstärke sein mag, die Energie beim Ansprechen immer kleiner sein muß, als die im Signal enthaltene Energie.

Die dieser Analyse zugrunde gelegte Annahme der in Fig. 4 wiedergegebenen Charakteristik des „annähernden" Gleichrichters bringt das Beste zur Geltung, das diese beiden Verfahren zu leisten vermögen. Im Allgemeinen haben indessen praktische Gleichrichter keine so scharfe Krümmung im Anfangspunkte, wie wir hier angenommen haben, d. h. sie richten starke Ströme viel besser gleich als schwache. Mithin werden die Abweichungen der praktischen Charakteristiken von der Bedingung (2) den Wirkungsgrad der „Auflösungsverfahren" weit stärker verringern als jenen des Heterodynverfahrens. Aus eben diesem Grunde erhält man mit dem Heterodynverfahren eine beträchtlich höhere Verstärkung als eine vierfache, wie es Herr Armstrong in seiner Arbeit sehr klar nachgewiesen hat. Kurzum, der tatsächliche Vorteil des Heterodynverfahrens liegt, abgesehen von der Erzeugung eines musikalischen Tones, in einer wirksameren Verwendung der Detektorcharakteristik. als ohne dies Verfahren möglich ist.

Die in der vorliegenden Arbeit enthaltenen Ergebnisse werfen keinerlei schlechtes Licht auf das Heterodynverfahren an sich, sondern nur auf die Theorien, die den Nachweis zu erbringen beanspruchen, daß sich mit ihm mehr leisten ließe, als die Naturgesetze gestatten.

Zusammenfassung.

Es wird dargetan, daß in einem einfachen Empfangssystem selbst mit einem „vollkommenen" Gleichrichter, wie er definiert wird, im Detektorkreise mehr Hochfrequenzenergie enthalten ist, als der gleichgerichtete Strom besitzt. Weiter wird gezeigt, daß bei einem „vollkommenen" Gleichrichter das Heterodynverfahren gerade viermal so viel Energie beim Ansprechen liefert wie die „Auflösungsverfahren", unabhängig von der Amplitude der lokalen EMK.

Es werden die „annähernden" Gleichrichter definiert. Es werden allgemeine Formeln für die Berechnung des gleichgerichteten Stromes und des empfangenen Radiofrequenzstromes abgeleitet, die in einem einfachen Detektorkreise von bekannter Charakteristik fließen; ferner allgemeine Formeln für die Berechnung des Schwebungsfrequenzstromes und des empfangenen Radiofrequenzstromes im Falle des Heterodyns, wenn die lokale EMK. im Vergleich zur empfangenen größer ist. Auf

Grund dieser Formeln und der Definition eines „annähernden" Gleichrichters wird dargetan, daß die Energie beim Ansprechen immer kleiner sein muß als die Energie im Signal.

Nach Proc. Inst. Radio Eng. **5** (1), 33—42, Februar 1917, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 25. Mai 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Zehlendorf (Wannseebad), Milinowskistraße 31.

Untersuchungen und Verbesserungen am Parallelohmmeter.

Von **E. Roux.**

Zur Vergleichung der Empfänger Selektivität bei verschiedenen Tickerschaltungen und Ausführungen sollten Resonanzkurven aufgenommen werden. Da nur ein Drehspulgalvanometer zur Verfügung stand, das auf die, einen ungleichförmigen Wechselstrom darstellenden, Tickerströme nicht anspricht, mußte auf die sogenannte Parallelohmmethode zurückgegriffen werden. Da zwar deren große Unzuverlässigkeit bekannt war, aber nicht hinlänglich ihre Gründe, war vor Anwendung zu etwaiger Verbesserung eine eingehendere Untersuchung erforderlich.

Es seien vorerst die bei den folgenden Untersuchungen verwendeten Konstanten und Versuchsschaltungen dargelegt. Parallelohmmeter von Ruhstrat mit Schiebewiderstand von 0,1—10, Dekadenwiderständen von 10—100, 100—1000 Ohm; die Werte der einzelnen Stufen weichen oft um etwa 5% vom Sollwert ab. Hörer: Telefunken *EH* 2, 1000 Ohm, etwa 0,2 Henry. Als Schwellenwert für das eben hörbare Ansprechen des Hörers wurde in den Tabellen und Kurven angenommen $I_{to} = 1 \cdot 10^{-7}$ Amp. Er schwankte bei den Messungen je nach den äußeren Umständen von etwa $5 \cdot 10^{-8}$ bis $5 \cdot 10^{-7}$ und hielt sich im Durchschnitt bei etwa $1{,}4 \cdot 10^{-7}$. Bei einiger Übung und Fernhaltung aller äußeren Störungen kann für eine nicht zu lange Meßreihe eine Konstanz von $\pm$ 10% als erreichbar angesehen werden. Sämtliche Werte gelten für Ton 800, da der zu Messungen benutzte Unterbrecher diese Tonhöhe gab. Die Messungsreihen der Tabellen II und III 5, 8, 11 und die Kurven *B* wurden aufgenommen, indem an die Stelle des Detektors eine mit der Tonfrequenz 800 pulsierende Gleichstromquelle gesetzt wurde, deren Spannung durch Abzweigwiderstände in weitesten Grenzen geregelt werden konnte. Die Spannung

wurde nach Einstellung des Parallelohmmeters auf den zu untersuchenden Wert solange nachgeregelt, bis im Hörer der Ton des Schwellwertes zu vernehmen war, dann mit einem Meßinstrument sehr hohen Widerstandes in 10^{-4} Volt gemessen. Bei den Messungsreihen Tabelle II und III 4, 7, 10 wurde mit Gleichstrom gemessen, wobei der Schwellwert nach dem Galvanometer eingestellt wurde; die Blindwiderstände waren dabei durch Ohmsche derart ersetzt, daß der Gesamtwiderstand dem der andern Versuchsreihe entsprach.

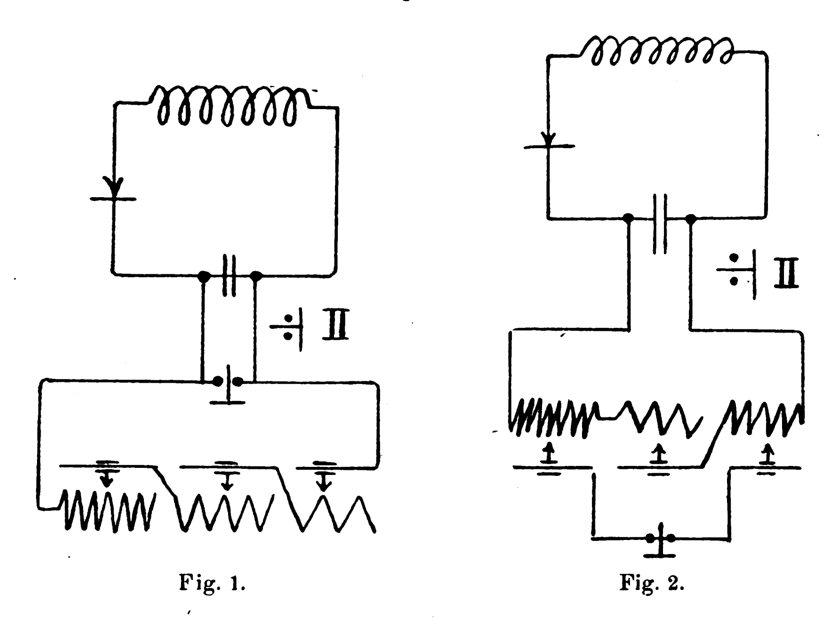


Fig. 1. Fig. 2.

In der gewöhnlichen Schaltung wird parallel zum Hörer ein veränderlicher, meist nahezu selbstinduktionsfreier Widerstand gelegt, der bis zum Verschwinden des Tones im Hörer verkleinert wird. Dies Verfahren hat außer seiner Einfachheit nur Nachteile, wie aus vielen früheren Untersuchungen bekannt ist und hier von neuem Gesichtspunkte aus gezeigt werden soll.

Es seien zuerst die Schwingungselektrischen Verhältnisse des Detektorkreises betrachtet. Parallel zum Hörerkondensator — bei 2000 cm z. B. kapazitiver Widerstand für λ 3000 m = 715 Ohm — wird durch die Einschaltung des Parallelohmmeters ein nahezu selbstinduktionsfreier Widerstand gelegt, der durch die Meßhandlung verkleinert wird (die weitere Parallellegung des Hörers mit 1000 Ohm

Werk- etwa 130000 Ohm Blind-Widerstand für λ 3000 m kann dabei vernachlässigt werden.) Der resultierende Schwingungswiderstand wird dadurch stark verringert (Tabelle I, Spalte 1, wobei die Phasenverhältnisse nicht berücksichtigt sind), mithin die resultierende scheinbare Kapazität vergrößert, die Abstimmungs-, Koppelungs- und Dämpfungsverhältnisse des Detektorkreises und infolge davon die dem Detektor zugeführte Schwingungsenergie geändert.

Für die folgende Betrachtung der Verhältnisse des Tonfrequenzstromes soll zuerst die eben besprochene Änderung der schwingungselektrischen Verhältnisse außer Acht bleiben, und konstante Detektorspannung angenommen werden. Durch die Meßhandlung wird der — für den mit der Tonfrequenz pulsierenden Gleichstrom resultierende — Gesamtwiderstand der Brücke Hörer = Parallelohmmeter verringert (Hörer dabei etwa 1500 Ohm Scheinwiderstand), Tabelle I 2, Kurve A_2. Daraus folgt ohne weiteres eine weitgehende Änderung des Detektorstromes (Kurve B_1, bei der die Verhältnisse durch den vorgeschalteten Widerstand des Galvanometers von 160 Ohm noch sehr gemildert sind! Ähnliche Kurven wurden bei Messungen an Empfängern erhalten). Durch die Messhandlung wird also der zu messende Strom in zweifacher Weise — in bezug auf Hoch- und Mittel frequenzvorgänge — gröblich verändert, was mit dem Wesen einer Messung gänzlich unvereinbar ist.

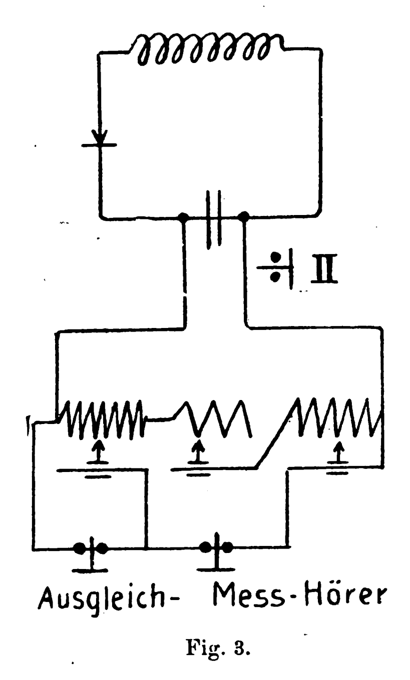


Fig. 3.

Aber der Unvollkommenheiten sind noch mehr! Bei Einstellung des Schwellwertes im Hörer ist unter Vernachlässigung der Phasenverschiebungen die Detektorspannung $E_d = I_{t0} \cdot \frac{P+T}{P} \cdot \left(K + \frac{P \cdot T}{P+T}\right)$, wenn P der eingeschaltete Parallelwiderstand, T der des Hörers, K der des Detektorkreises für die Tonfrequenz ist: die Parallellage des für Tonfrequenz sehr hohen (89500 Ohm bei 2000 cm) Widerstandes des Hörerkondensators kann dabei vernachlässigt werden. Die gemessene

Spannung ist also weitgehend abhängig vom Widerstande K des Detektorkreises; für $K = 0$ und einen sehr kleinen inneren Widerstand des Detektors wäre z. B. eine Messung unmöglich, weil die Lautstärke im Hörer von der Einstellung des Parallelwiderstandes unabhängig wäre. Es kann daher beispielsweise u. U. kein Vergleich gezogen werden zwischen den mit demselben Empfänger, Zelle, Hörer und Parallelohmmeter erhaltenen Werten, wenn nur die Detektorspule anders gestöpselt oder ausgewechselt und damit der Widerstand K geändert wurde. Auch ist der Meßbereich der Anordnung sehr gering und eine Messung findet eigentlich erst auf dem unteren Teil mit der verhältnismäßig geringsten Genauigkeit statt, wie aus den Werten in Tabelle II 3, 5 und Kurve C II 3 hervorgeht, die für einen praktisch vorliegenden Fall von $K = 7{,}5$ Ohm gelten; die Werte Tabelle II 4, 7, 10 sind für einen etwas höheren Widerstand K gemessen.

Aus dem vorhergehenden erhellt deutlich, daß diese Anordnung selbst für nahe vergleichende Messungen, insbesondere zur Aufnahme von Resonanzkurven gänzlich ungeeignet ist, den Namen eines Meßverfahrens überhaupt nicht entfernt verdient. Aus don erhaltenen Werten ist ein Schluß auf die Detektorspannung bzw. EMK., und damit auf die aufgenommene Schwingungsenergie nur sehr unvollkommen und nach verwickelten Gesetzen möglich, deren nur angenäherte Bestimmung eine genauere Untersuchung des Detektorkreises für die gerade vorliegenden Verhältnisse voraussetzt. Es ist danach klar, daß Klages und Demmler ein lineares Gesetz nicht feststellen konnten. Es mußte daher versucht werden, möglichste Konstanz der Hoch- und Mittelfrequenzverhältnisse zu erreichen und von den Empfängerabmessungen unabhängig zu werden.

Als Ideal für diese Art der Messung sind die Kurven zu bezeichnen, die sich bei konstantem, von P unabhängigem Gesamtwiderstande $= W$ aus der Leitfähigkeit der Verzweigung Hörer = Parallelohmmeter ergeben, also

$$E_d = I_{t0} \cdot \frac{P + T}{P} \cdot W.$$

Sie sind für Ton 800 und 1500 Ohm Hörer-Scheinwiderstand in den Tabellen II und III 2 sowie auf dem Kurvenblatt C strichpunktiert unter entsprechender Bezeichnung eingetragen. Auch dies Ideal ergibt noch kein lineares Gesetz für die Hörbarkeiten!

In dieser Richtung bedeutet bereits die Vorschaltung eines weiten Hörers einen erheblichen Fortschritt, der zudem noch den weiteren

Vorteil der ungestörten Aufnahme bzw. Kontrolle auf Störer u. A. hat. Durch den hohen induktiven Widerstand des Hörers tritt eine Änderung des Hörerkondensatorwiderstandes für die Schwingungen nicht mehr ein, die Nachteile der gewöhnlichen Schaltung in dieser Hinsicht sind also beseitigt. Auch die Änderung des Tonfrequenzwiderstandes

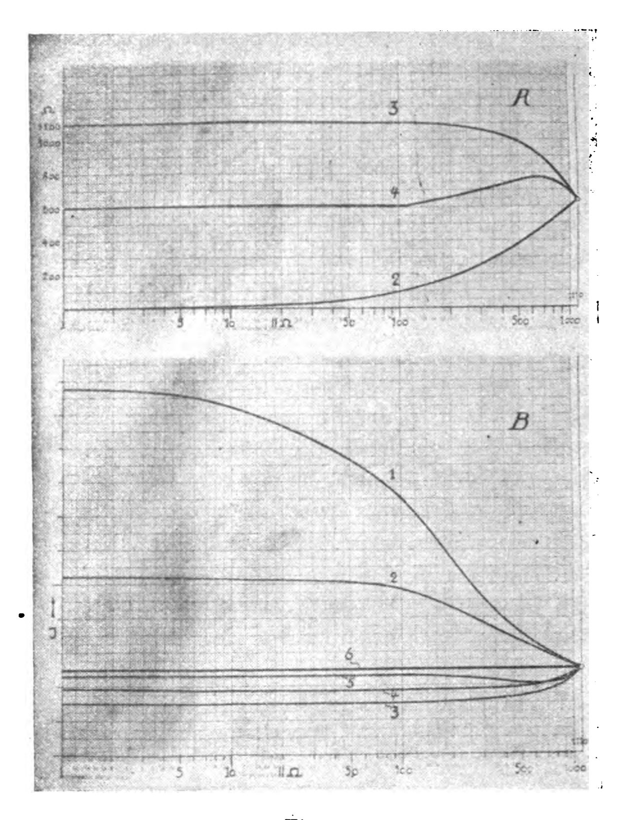


Fig. 4.

wird sehr gemildert und damit die des Stromes sehr verringert (Kurve *B* 2) und die Messung viel unabhängiger vom Werte des Widerstandes *K* (Tabelle III 3, 4, 5 und Kurve *C* III 3).

Weiterhin wurde die Schaltung der Meßbrücke dahin geändert, daß sie als Abzweigwiderstand wirkt. Dadurch wurde die Änderung des resultierenden Gesamtwiderstandes verringert und in eine steigende verwandelt (Tabelle I 3, Kurve *A* 3) die Änderung des Stromes durch

die Meßhandlung ebenfalls verringert (Kurve *B* 3, 4). Durch die steigende Widerstandscharakteristik der Brücke wird die gemessene Detektorspannung sehr viel höher wie im Idealfalle. (Tabelle II und III 6, 7, 8, Kurven *C* II und III 6).

Schließlich wurde parallel zu den ausgeschalteten Hundertern ein

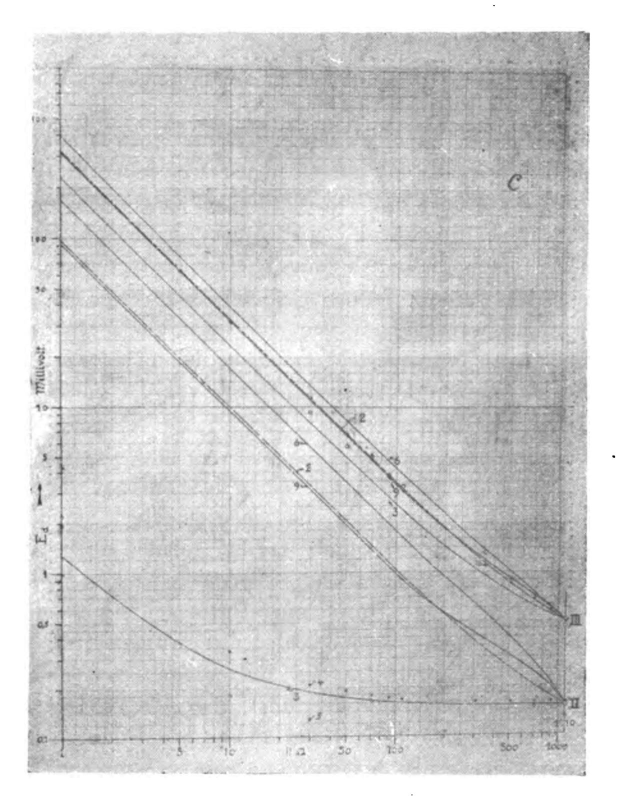


Fig. 5.

Ausgleichshörer gelegt, wodurch die Konstanz des Gesamtwiderstandes (Tabelle I 4, Kurve *A* 4) und damit die des Stromes (Kurve *B* 5, 6) weiter verbessert wurde. Bei Vorschaltung eines Hörers kann sie als praktisch vollkommen angesehen werden. Auch Messungen an Empfängern, wobei statt des zweiten Hörers das Galvanometer und entsprechender Ergänzungswiderstand vorgeschaltet war, ließen Änderungen außerhalb der Schwankungen der Detektorenergie an sich nicht erkennen. Ferner kann die Annäherung an die idealen Kurven als

nahezu vollkommen gelten (Tabelle II und III 9, 10, 11, Kurve *C* II und III 9), besonders wenn man die Unsicherheit der Einstellung des Schwellwertes in Betracht zieht.

Bei dem hohen Eigenwiderstand fällt der meist verhältnismäßig geringe des Detektorkreises (*K*) kaum mehr ins Gewicht und könnte durch einen Mittelwert von etwa 10 Ohm genügend berücksichtigt werden.

Die Brücke ließe sich nun eichen, wenn nicht mit Änderung der Tonfrequenz die Verhältnisse des Hörerwiderstandes zum Parallelohmmeter sich verschöben, da dieses nahezu induktionsfrei ist. Das kann dadurch behoben werden, daß dieses in jeder einzelnen Stufe im selben Verhältnis wie der Hörer mit Selbstinduktion ausgestattet wird, womit die Widerstandsverhältnisse von der Frequenz unabhängig werden. Der Ausgleichshörer kann natürlich durch einen entsprechenden Scheinwiderstand ersetzt werden; ferner muß der Meßbrücke ein bestimmter Hörer zugeordnet werden, auf den die gesamten Verhältnisse abgestimmt sind. Auch wird sich empfehlen, den Schiebewiderstand für die Einer durch je einen Dekadenwiderstand von 0,1 und 1 Ohm zu ersetzen.

Für den Betriebsgebrauch wird die Änderung der Schaltung vorhandener Parallelohmmeter in die Abzweigschaltung, die man leicht selbst vornehmen kann, genügen, da sie wenigstens im oberen Teile nahezu proportionale Hörbarkeiten ergibt, sobald ein zweiter Hörer vorgeschaltet ist.

Zusammenfassung: Durch eine Untersuchung werden die Ursachen der früher schon von Verschiedenen festgestellten Mängel der Parallelohmmethode dargelegt. Die Rechnungen wurden unter den vereinfachenden Annahmen durchgeführt, daß die Phasenunterschiede zwischen den einzelnen Scheinwiderständen bei Bildung der Gesamtwiderstandswerte vernachlässigt wurden; eine genaue Berücksichtigung würde die Verhältnisse aber nicht wesentlich verschieben, wie die verhältnismäßig gute Übereinstimmung der Rechnungs- und Messungswerte zeigt; eine quantitative Untersuchung war zudem nicht beabsichtigt. Auch sind die Ergebnisse der Untersuchung aus dem Grunde nicht ganz zutreffend, weil Rechnungen und Messungen für geringen inneren Widerstand des Detektors ausgeführt wurden, was nur für Ticker und Schleifer einigermaßen zutrifft; je größer der innere Detektorwiderstand wird, welcher bei Bleiglanz etwa 500—2000, Pyrit 1000 bis 3000, Perikon 10—40000 Ohm beträgt, desto weniger fallen die Widerstandsänderungen der Meßanordnung und des Detektorkreises ins

Gewicht und desto mehr werden die Fehler der üblichen Anordnung gemildert. Es werden im Anschluß Verbesserungen beschrieben, die die Zuverlässigkeit bis auf die Unsicherheit der subjektiven Einstellung des Hörerschwellwertes der objektiven Messung näherbringt, ohne die Handhabung irgendwie zu erschweren.

Tabelle I.

Gesamtwiderstand in Ohm.

1. der Verzweigung Hörerkondensator = Parallelohmmeter in alter Schaltung für λ 3000 m (ohne Berücksichtigung der Phasenverhältnisse).
2. der Verzweigung Hörer = Parallelohmmeter für Ton 800 in alter Schaltung $$G = \frac{P \cdot T}{P + T}.$$
3. in Abzweigschaltung $G = \frac{P \cdot T}{P + T} + 1000 - P_{100} + 100 - P_{10}$.
4. in Abzweigschaltung mit Ausgleichhörer:
$$G = \frac{P \cdot T}{P + T} + \frac{T(1000 - P_{100})}{T + 1000 - P_{100}} + 100 - P_{10}.$$

P	1	2	3	4
∞	715	1500	(1110)	(1110)
1110	426	638	638	638
910	400	566	766	733
710	355,5	482	882	770
510	298	380	980	755
310	215	257	1057	701
110	95,5	102,5	1102,5	602,5
90	79,7	84,7	1104,7	604,7
70	63,6	66,9	1106,9	606,9
50	46,8	48,4	1108,4	608,4
30	28,7	29,4	1109,4	609,4
10	9,85	9,94	1109,94	609,94
5	4,97	4,98	1104,98	609,98
1	1	1	1101	601

Vergl. auch Kurvenblatt *A* die entsprechend bezeichneten Kurven 2, 3, 4.

Tabelle II.

Detektorspannungen in 10^{-4} Volt für den Hörerschwellwert $1 \cdot 10^{-7}$ Amp. bei Einstellung des Parallelohmmeters auf Werte der Spalte 1.

2. Idealwerte aus der Leitfähigkeit der Verzweigung Hörer = Parallelohm bei vollkommen konstantem Gesamtwiderstande

	alte Schaltung	als Abzweigung	mit Ausgleich
berechnet	3	6	9
gemessen mit Gleichstrom und Galvanometer	4	7	10
gemessen mit Tongleichstrom und Hörer	5	8	11

II Ω 1	Ideal 2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1110	1,516	1,516	1,58	1,28	1,516	1,52	1,86	1,516	1,48	1,7
910	1,71	1,52	1,59		2,05	2,24	1,96	1,962	1,88	2,03
710	2,01	1,525	1,59	1,47	2,775	3	2,47	2,425	2,76	2,37
510	2,5	1,53	1,595		3,9	4,4	4	3,01	3,2	2,86
310	3,76	1,54	1,6	(0,92)	6,2	5,72	6,55	4,13	4,52	3,83
110	9,4	1,605	1,69	(0,73)	16,2	16,8	13,9	8,91	11,25	(5)
90	11.4	1,632	1,72		19,7	22,2	20,2	10,82	14,5	8,7
70	14,45	1,667	1,79	1,65	25	28,8	26,9	13,75	18	12,4
50	20	1,735	1,91		34,6	38,2	38,6	19,08	24,6	18,8
30	32,9	1,83	2,1	1,47	57	65	53,1	31,45	41,7	33,8
10	97,2	2,63	3,36	1,83	168,6	165	143	93,3	107	121
5	194	3,755	5,2	3,66	335	357	228	184,5	247	180
1	969	12,74	19,3	22	1663	—	—	915,5	—	—

Vergl. auch Kurvenblatt *C* die entsprechend bezeichneten Kurven II 2, 3, 6, 9; die Werte der Spalte 4 wurden mit •, die der Spalte 5 mit ○ eingetragen.

Tabelle III.

Detektorspannungen in 10^{-4} Volt für den Hörerschwellwert $1 \cdot 10^{-7}$ Amp. bei Einstellung des Parallelohmmeters auf Werte der Spalte 1 mit vorgeschaltetem 1000-Ohm-Hörer.

2. Idealwerte aus der Leitfähigkeit der Verzweigung Hörer = Parallelohm bei vollkommen konstantem Gesamtwiderstande

	alte Schaltung	als Abzweigung	mit Ausgleich
berechnet	3	6	9
gemessen mit Gleichstrom und Galvanometer	4	7	10
gemessen mit Tongleichstrom und Hörer	5	8	11

II Ω 1	Ideal 2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1110	5,04	5,04	4,95	4,9	5,04	4,8	4,75	5,04	4,93	4,3
910	5,68	5,5	5,31		6,03	6	6,67	5,95	5,84	6,25
710	6,69	6,21	6,45	9	7,46	7,02	9,5	7,1	6,79	8,05
510	8,47	7,45	7,32		9,84	8,7	12,4	8,95	8,4	9,1
310	12,55	10,25	9,95	11,5	14,95	12	15,7	12,82	10,85	13

II Ω 1	Ideal 2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
110	31,3	23,5	23,7	17,2	38,1	37,6	32,5	30,82	30,4	32,6
90	38	28,2	26,8		46,2	49,5	41	37,45	38,8	37
70	48	35,3	33,8	28,7	58,6	60,2	51	47,35	51,6	49
50	66,5	48,2	43,2		81,1	83,6	76	65,6	67,5	57,5
30	109,5	78,4	75	65,5	133,4	133	120	113	113,5	92
10	324	229	206	226	395	370	356	320	319	326
5	644	456	452	491	787	—	855	635	—	642
1	3220	2262	—	—	3916	—	—	3165	—	—

Vgl. auch Kurvenblatt *C* die entsprechend bezeichneten Kurven III 2, 3, 6, 9; die Werte der Spalte 10 wurden mit •, die der Spalte 11 mit ○ eingetragen.

Kurve *A* (entspricht Tabelle I).

Berechneter Gesamtwiderstand in Ohm der Verzweigung Hörer = Parallelohmmeter für Ton 800

2. in alter Schaltung,
3. in Abzweigschaltung,
4. in Abzweigschaltung mit Ausgleich,

in Abhängigkeit von der Einstellung des Parallelohmmeters.

Kurve *B*.

Gemessene Änderung des Stromes bei konstanter Detektorspannung in Abhängigkeit von der Einstellung des Parallelohmmeters.

150 Ohm	bei vorgeschaltetem Widerstand:	1500 Ohm
1	Parallelohmmeter in alter Schaltung	2
3	in Abzweigschaltung	4
5	in Abzweigschaltung mit Ausgleich	6

Auf gleichen Ausgangspunkt gebracht.

Kurve *C* (Gruppe II entspricht Tabelle II, Gruppe III Tabelle III).

Detektorspannung in Millivolt für den Schwellwert $1 \cdot 10^{-7}$ Amp. und Ton 800 für die verschiedenen Einstellungen des Parallelohmmeters II ohne, III mit vorgeschaltetem Hörer

2. im Idealfalle vollkommen konstanten Widerstandes,
3. in alter Schaltung,
6. in Abzweigschaltung,
9. in Abzweigschaltung mit Ausgleich.

II 4. und III 10. gemessen mit Gleichstrom und Galvanometer = •.
II 5. und III 11. gemessen mit Tongleichstrom und Hörer = ○.

Nachtrag.

Kurz vor Erscheinen dieser Abhandlung habe ich gelegentlich die Widerstandsverhältnisse der Verzweigung Hörer = Parallelohmmeter unter genauer Berücksichtigung der Phasenverhältnisse für die damaligen Verhältnisse bei Annahme sinusförmiger Spannung berechnet; die Ergebnisse sind in einer weiteren Tabelle zusammengestellt, deren einzelne Spalten mit den entsprechend bezifferten der Tab. I zu vergleichen sind. Es ergibt sich, daß die Abweichungen nur bei den ersten hohen Ohmwerten einigermaßen erheblich sind (bei 1110 Ohm z. B. 9,7%), während der Charakter im Ganzen durchaus der Gleiche geblieben ist. Die Verhältnisse werden dadurch bei der alten Schaltung noch ein wenig ungünstiger, bei den Verbesserten günstiger. Entsprechend behalten Ta-

bellen und Kurven ihren Wert. Die damalige Behauptung der geringen Bedeutung der Phasenverhältnisse kann als gerechtfertigt gelten.

Ferner habe ich noch eine weitere Ausgestaltung der Form mit Ausgleich (Fig. 3) ausgearbeitet, bei der mit Hilfe geeignet bemessener Ausgleichs-Stufenwiderstände die Widerstandsschwankungen unter 1% herabgedrückt sind; zugleich ist der Gesamtwiderstand der gleiche wie der des allein eingeschalteten Hörers. Die Angaben dieser Form sind also von den Widerstandsverhältnissen im Detektorkreis ganz unabhängig und können in Eichkurven niedergelegt werden.

Tabelle zum Nachtrag.

Zu vergleichen mit den gleich bezifferten Spalten der Tabelle I. Gesamt-Scheinwiderstand in Ohm der Verzweigung Hörer = Parallelohmmeter: 2 in alter Schaltung, 3 in Abzweigschaltung, 4 in Abzweigschaltung mit Ausgleich.

5 Phasenverschiebung des Stromes in der Verzweigung Hörer = parallelliegende Ohm (Meßwerte).

a umgekehrtes Verhältnis der Meßwerte.

Verhältnis der Lautstärken: b für Abzweigschaltung, c mit Ausgleich, d im Falle ganz konstanten Widerstandes (Ideal).

P	a	2	3	4	5	b	c	d
∞		1500	—	—	47° 20′			
						1	1	2,14
1110		700	700	700	43°			
	1,221					1,275	1,22	1,145
910		616	778	750	41° 50′			
	1,28					1,3	1,19	1,16
710		528	871	770	40° 20′			
	1,39					1,49	1,30	1,36
510		408	955	740	37° 50′			
	1,645					1,56	1,33	1,44
310		271	1037	682	33°			
	2,82					2,74	2,3	2,63
110		105	1100	600	20° 20′			
	1,221					1,21	1,21	1,21
90		86,6	1102,5	602,7	17° 45′			
	1,285					1,28	1,28	1,28
70		68	1105,6	605,7	14° 53′			
	1,4					1,395	1,395	1,39
50		48,9	1108,3	608,4	11° 28′			
	1,645					1,645	1,65	1,65
30		29,7	1109,3	609,3	7° 35′			
	3					2,96	2,96	2,96
10		9,97	1109,95	609,95	2° 43′			
	2					2	2	2
5		5	1105	605	1° 24′			
	5					5	5	5
1		1	1101	601	—			

(Eingesandt 8. September 1917.)

Adresse des Autors: cand. ing. E. Roux, Leutnant d. R. z. Zt. Cöln-Riehl, Pionierstr. 18.

Briefe an die Redaktion.

(Für die Veröffentlichungen in dieser Rubrik übernimmt die Redaktion keinerlei Verantwortung.)

In der interessanten Arbeit von Herrn Paul Ludewig im Jahrbuch Band 12, Heft 2 vom August 1917 sind auf S. 143 ff. die verschiedenen Erklärungsversuche für den Unterschied der Empfangslautstärke bei Tag und Nacht von Marconi, Fleming, Kiebitz, Kenelly u. a. wiedergegeben. Leider teilt Herr Ludewig keine Kritik dieser einzelnen Theorien mit und vermeidet es auch, eine eigene Anschauung hierüber zu geben.

Offenbar liegen die Verhältnisse so, daß die Heaviside-Schicht nicht plötzlich am Tage sich bildet und des Nachts, nach Aufhören der Sonnenbestrahlung der Erdatmosphäre plötzlich wieder vollkommen verschwindet. Auch erscheint es nicht wahrscheinlich, daß am Tage außerhalb der Heaviside-Schicht sich eine halbleitende Zwischenschicht bilden soll. Herr Fritz Löwenstein gibt in seiner Arbeit (gleichfalls Jahrbuch, Band 12, Heft 2, S. 156 ff.) ein anschauliches Bild über die wahrscheinlichen Leitfähigkeiten der verschiedenen Atmosphärenschichten und kommt hierbei zu dem Schluß, daß die oberen Sauerstoff-Stickstoffschichten (Stratosphäre, 11 km bis 75 km) besonders gut leitend sein müssen, wobei es noch vollkommen dahingestellt sein mag, ob diese leitenden Schichten bereits bei 11 km oder erst bei zirka 75 km beginnen. Es können daher die erstaunlichen Verschiedenheiten in der Leitfähigkeit der Atmosphäre und die hierdurch bedingten Intensitätsschwankungen bei Tag und Nacht eine Erklärung finden, indem man diese oberen, gut leitenden Sauerstoff-Stickstoffschichten in ihrer Höhe nicht als konstant ansieht, sondern vielmehr annimmt, daß dieselben unter dem Einfluß der Sonnenbestrahlung eine Vergrößerung ihres Abstandes von der Erdoberfläche erfahren, welche sofort auf den normalen Abstand zurückgeht, sobald die Sonnenbestrahlung aufgehört hat, mit anderen Worten: es wird der Leitungsraum für die Fortleitung der Wellen am Tage größer sein, als des Nachts, wodurch es sich zwanglos auch erklären würde, daß die Schwingungen kleinerer Wellenlängen am Tage eine größere Absorption erleiden würden, als Nachts, wo der Leitungsraum der Schwingungen ein kleinerer und somit die Zerstreuungsmöglichkeit eine geringere ist.

Wien VIII, Friedrich Schmidtplatz 5, 20. September 1917.

Dr. Eugen Nesper.

(Eingesandt 20. September 1917.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Gemäß der britischen Patentschrift 8926/1915 der Marconis Wireless Telegraph Co. und von G. M. Wright in London werden drahtlose Empfangssysteme mit Strombegrenzungseinrichtungen versehen, so daß die von atmosphärischen Störungen herrührenden Geräusche ver-

ringert werden und nicht mehr die den zu empfangenden Signalen entsprechenden Töne übertönen. Bei der Anordnung nach Fig. 1 ist A eine Vakuumröhre, deren Glühdraht B nur bis zu einem solchen

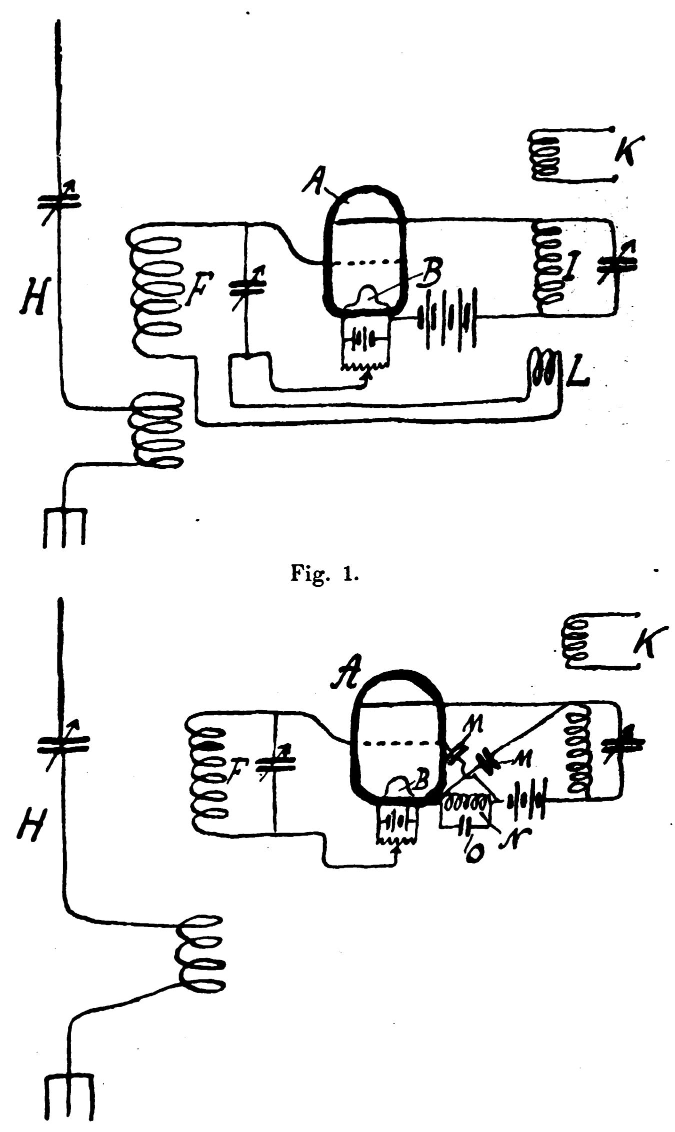


Fig. 1.

Fig. 2.

Grade erhitzt wird, daß keine Verstärkung eintritt; diese Vakuumröhre ist zwischen den Luftleiter *H* und den Empfänger *K* zwischengeschaltet. Auf diese Weise werden Ströme, die von atmosphärischen Störungen herrühren, auf die Größenordnung der zu empfangenden Signale herabgemindert. Ferner ist eine Spule *L* im Stromkreis *F* angeordnet, die mit der Spule *I* derart zusammenwirkt, daß keine Signale, mögen sie auch noch so stark sein, die Röhre vermöge ihrer Kapazität durchfließen können, wenn nicht der Glühdraht der Röhre erhitzt ist. Der Elektronenstrom wird hauptsächlich längs eines engen Pfades mit Hilfe eines Magneten geführt, und nur ein Teil des Glühdrahtes ist mit Elektronen aussendenden Material bedeckt. Bei einer abgeänderten Ausführungsform dieser Anordnung werden die Signale daran gehindert, die Röhre vermöge ihrer Kapazität zu durchfließen und zwar mittels der Kondensatoren *M* und einer Drosselspule *N* mit parallel geschaltetem Kondensator *O* gemäß der Schaltung nach Fig. 2. Bei der Anordnung nach Fig. 3 wird der Glühdraht der Vakuumröhre *A* ebenfalls nur soweit erhitzt, daß nur eine ganz kleine Verstärkungswirkung eintritt, und es werden sowohl der Schwingungskreis *F* als auch der Schwingungskreis *I* so mit dem Luftleiter gekuppelt, daß der effektive Widerstand des Luftleiters verringert wird, wie dies z. B. bereits in der britischen Patentschrift 13 636 vom Jahre 1913 beschrieben worden ist, über die bereits im Jahrbuch, Bd. 11, S. 226—228 berichtet worden ist. Der natürliche Widerstand des Luftleiters wird durch den Widerstand *P* soweit vergrößert, daß die von atmosphärischen Störungen herrührende Antennenströme gedämpft werden. Infolge der engen Grenzen, innerhalb deren die Vakuumröhre eine Verstärkungswirkung besitzt, wird der Widerstand *P* für die schwachen Signale neutralisiert, jedoch nicht für

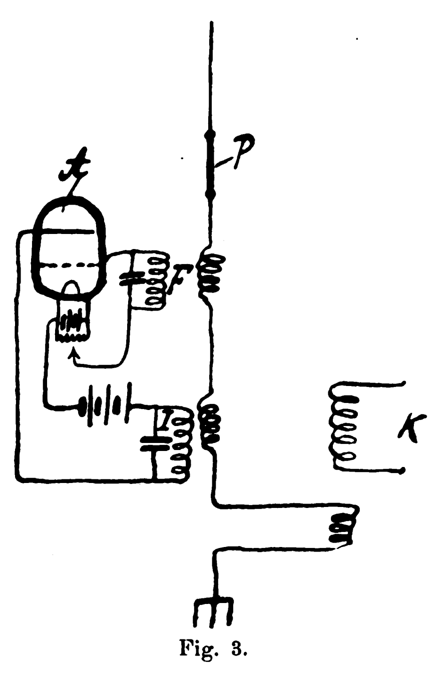


Fig. 3.

die stärkeren Ströme atmosphärischer Störungen. Durch Verwendung zweier Vakuumröhren in Hintereinanderschaltung kann die Verstärkungswirkung verdoppelt werden, ohne die Begrenzungswirkung der Anordnung zu beeinträchtigen, so daß der Widerstand *P* soweit vergrößert werden kann, um die atmosphärischen Störungen zu verringern

Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. und G. M. Wright beschreiben ferner in der britischen Patentschrift 8927 vom Jahre 1915 eine Anordnung zur selbsttätigen Aufrechterhaltung und Regelung des Vakuumgrades von Vakuumröhren. Diese Anordnung ist in Fig. 4 dargestellt. Die Röhre enthält einen Ansatz *B*, der mit dem Röhreninnern in Ver-

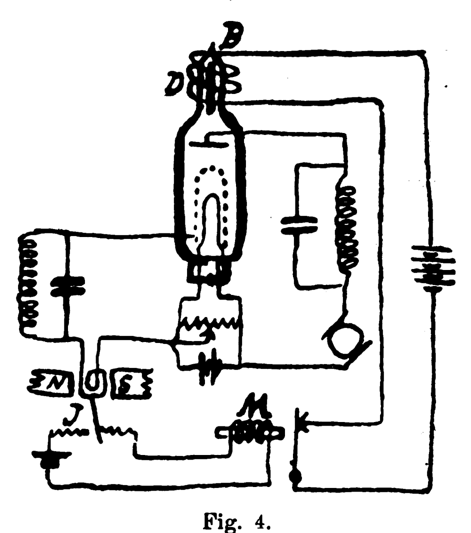


Fig. 4.

bindung steht und ein Stück Asbest oder anderes gasokkludierendes Material enthält; dieser Röhrenansatz wird durch die ihn umgebende Spule *D* erhitzt; der Heizstrom wird durch Relais *MJ* ein- und ausgeschaltet, von denen das letztere in Reihe mit den Glühdraht und dem Gitter liegt und vorzugsweise nach der Galvanometertype gebaut ist. Auf diese Weise wird das poröse Material im Röhrenansatz *B* erhitzt, sobald das Vakuum soweit gestiegen ist, daß der Strom im Gitterstromkreis unter einem bestimmten kritischen Betrag sinkt, die der maximalen Empfindlichkeit der Röhre entspricht. Gemäß den Angaben in der Provisional Specification dieser Patentschrift kann die Regelung auch durch Bewegung der Widerstandsspule erfolgen.

Verstärkungsschaltungen mit Audionröhren in Kaskadenschaltung

betreffen ferner die amerikanischen Patentschriften Nr. 1159307 von W. C. White in Schenectady, V. St. A. und Nr. 1173079 von Ernst F. W. Alexanderson, ebenfalls in Schenectady. Da diese aber im Wesentlichen übereinstimmen mit der bereits in den vorigen Heften behandelten deutschen Patentschriften 299301 und 293539 (Jb. 12, S. 413 u. S. 313) und mit dem ebenfalls bereits behandelten britischen Patent 15778 vom Jahre 1914 von Langmuir (Jb. 12, S. 305), so soll hierauf nicht mehr eingegangen werden.

Ferner beschreiben Lee de Forest und C. Logwood in New York in der amerikanischen Patentschrift 1170881 Audiondetektor-

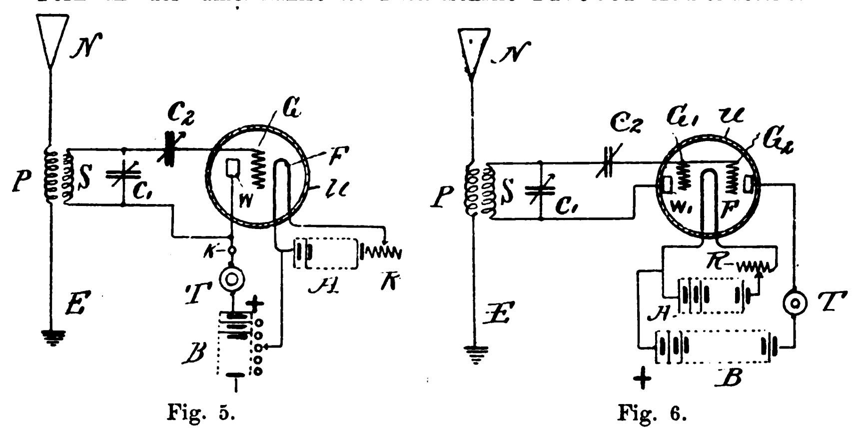


Fig. 5. Fig. 6.

schaltungen für Empfang elektrischer Schwingungen. Fig. 5 zeigt eine Schaltung mit einfachem Audionverstärker, Fig. 6 und 7 dagegen solche mit Doppel-Audionröhren, d. h. solchen mit einer Glühkathode,

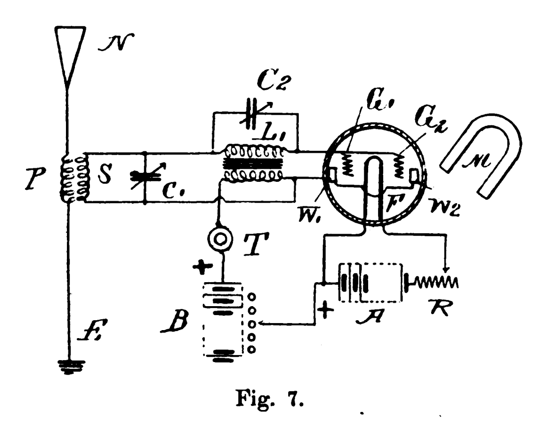


Fig. 7.

zwei Anoden und zwei Gittern. Bei Fig. 5 ist K eine Drosselspule um die Stromquelle B vor den Hochfrequenzschwingungen, die in dem Schwingungskreise SC_1 erzeugt werden, zu schützen.

Eine andere Audiondetektorschaltung von Lee de Forest zeigt Fig. 8 nach der amerikanischen Patentschrift 1201272. Bezweckt

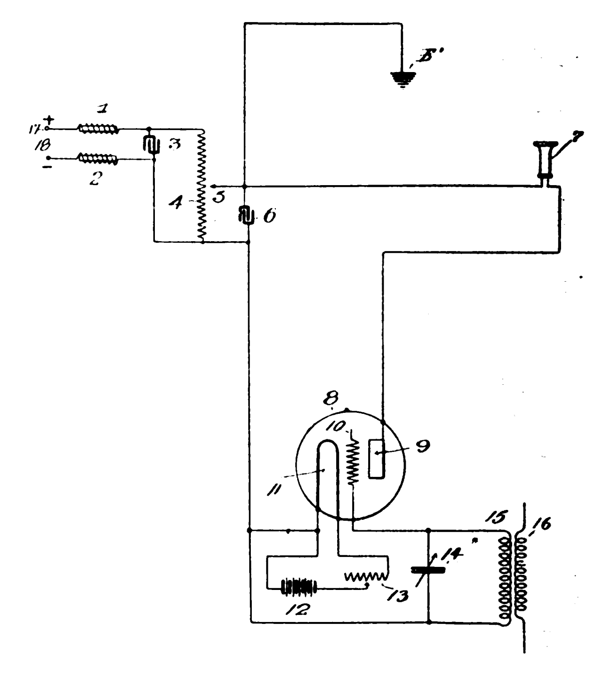


Fig. 8.

wird mit dieser Schaltung, als Stromquelle für den Anodenstromkreis an Stelle der sonst üblichen Batterie eine Dynamomaschine verwenden zu können. 17 und 18 sind die Pole dieser Dynamomaschine; in die Zuleitungen von dort zum Anodenstromkreis sind Drosselspulen 1 und 2 mit Eisenkernen eingeschaltet und zwar liegen diese Zuleitungen an den Klemmen des Kondensators 3 von 1 bis 2 Mikrofarad Kapazität. 4 ist ein Potentiometerwiderstand von 5000 bis 25000 Ohm beispielsweise in Gestalt eines Graphitstabes, mit Schleifkontakt 5 und Kondensator 6. Der Zweck dieser Drosselspulen und Kondensatoren ist Störungen induktiver Natur, die von der Stromquelle aus herrühren können, zu vermeiden.

Endlich soll noch die amerikanische Patentschrift 1112655 von

G. W. Pierce in Cambridge, Mass., V. St. A. erwähnt werden, der eine Reihe von Audionschaltungen mit Kaskadenanordnung mehrerer Audionröhren beschreibt. Fig. 9 zeigt eine dieser Schaltungen mit

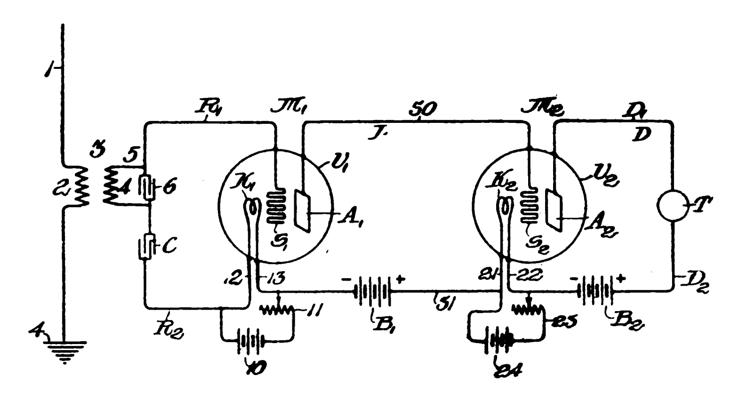


Fig. 9.

den Audions V_1 und V_2, und Fig. 10 zeigt eine andere Schaltung, bei der die beiden Audions in einem einzigen Gefäß vereinigt sind. Die Schaltungs- und Wirkungsweise erscheint an Hand dieser Figuren

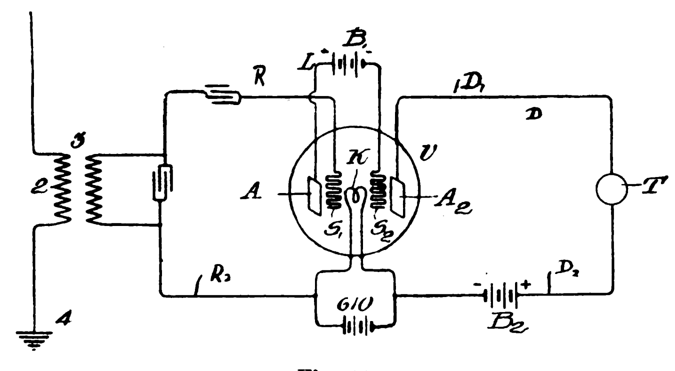


Fig. 10.

ohne weitere Erläuterung verständlich, sodaß sich ein näheres Eingehen hierauf erübrigt.

Hiermit sollen zunächst die Audion-Empfängerschaltungen verlassen werden, und es soll auf die Schaltungen eingegangen werden, bei denen diese Kathodenstrahlrelais zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen, insbesondere für die Zwecke des

Aussendens drahtloser Wellen und Signale benutzt werden, übergangen werden.

Da ist zunächst die bereits früher behandelte britische Patentschrift 252 vom Jahre 1914 und die ebenfalls behandelte französische Patentschrift 467747 von Arco und Meißner bezw. der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin zu erwähnen. Außer den bereits erwähnten Verstärkern und Empfängerschaltungen ist dort die Verwendung der Kathodenstrahlrelais zur Erzeugung von Schwingungen dargestellt. Fig. 11 zeigt diese Schaltung, die zur direkten Erregung einer Antenne dient. 31 ist ein geschlossener Schwingungskreis, bestehend aus der Kapazität 29 und der Induktanz 30. Letztere ist

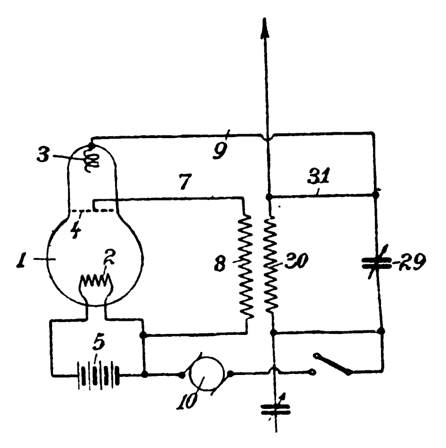


Fig. 11.

induktiv gekoppelt mit der Spule 8, die einerseits mit der Glühkathode 2 und andererseits über die Leitung 7 mit dem Gitter 4 gekoppelt ist. Der Schwingungskreis 31 ist auf der einen Seite mit der Kathode 2 über die Gleichstrommaschine 10 und auf der anderen Seite über die Leitung 9 mit der Anode 3 verbunden. Wenn der geschlossene Schwingungskreis 31 auf irgendeine Weise zu Eigenschwingungen angestoßen wird, z. B. durch Ladung des Kondensators 29 durch Einschalten der Stromquelle 10, wirken diese Schwingungen über den Kreis 7 auf die Steuerelektrode 7 (Gitter) zurück; hierdurch werden im Anodenkreis 9 stärkere Schwingungen erzeugt und so findet eine wechselseitige Steigerung der Schwingungen statt, die nur eine Grenze in dem Energieverlust findet, der entweder in der Röhre selbst, oder in der Ausstrahlung von Energie bedingt ist. Die

Frequenz der Schwingungen wird durch die elektrischen Konstanten des Schwingungskreises 31 bestimmt und kann durch Einstellen des Kondensators 29 geregelt werden. Da die Röhre nur Ströme einer einzigen Richtung, nämlich nach der Kathode zu, durchfließen, fließen im Kreise 9 nur unipolare Strompulse. Die Energie der Schwingungen hängt von der Spannung der Stromquelle 10 zwischen der Anode 3 und der Kathode 2 ab. Man erhält daher umso stärkere Schwingungen, je höhere Speisespannungen man wählt. Ist die Stromquelle eine Gleichstromquelle, so entstehen ungedämpfte Schwingungen. Man kann

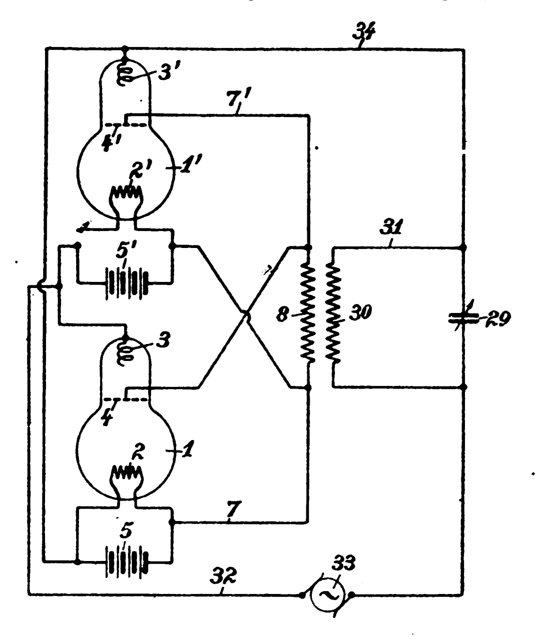


Fig. 12.

aber auch Wechselstrom als Speisestrom verwenden, nur muß man, gegebenenfalls unter Zwischenschaltung eines Transformators, dafür sorgen, daß die Spannung genügend hoch ist. Die Schwingungserzeugung tritt auch ein, wenn man Wechselstrom niedriger Frequenz als Speisestrom verwendet, nur entstehen dann keine ungedämpften Schwingungen, sondern Gruppen von Schwingungen, da nur in den Periodenhälften, wo an der Anode positives Potential herrscht, Schwingungserzeugung auftritt. Es entstehen also Schwingungsgruppen, deren Gruppenfrequenz gegebenenfalls Toncharakter hat. Um ununterbrochene Schwingungen

auch bei Wechselstromspeisung zu erhalten, verwenden Arco und Meißner zwei Kathodenstrahlenrelais, die derart parallel geschaltet sind, daß während der einen Wechselstromhalbperiode des Speisestromes die eine Röhre arbeitet und während der anderen Wechselstromhalbperiode die andere Kathodenstrahlröhre. Fig. 12 zeigt diese Anordnung. Die Kathode 2 und die Hilfselektrode 4 des einen Relais 1 sind durch die eine Leitung 7, und die Kathode 2′ und das Gitter 4′ des anderen Relais 1′ durch die Leitung 7′ mit der Koppelungsspule 8 verbunden, während die Anode 3 der ersten Röhre und die Kathode 2′ der zweiten Röhre durch einen gemeinsamen Leiter 32 an die eine Klemme der Wechselstrommaschine 33 und die Kathode 2 und die Anode 3′ der beiden Röhren durch einen zweiten gemeinsamen Leiter 34 verbunden und über den geschlossenen Schwingungskreis 31 nach der anderen Klemme der Maschine 33 führen. Auf diese Weise kann der Strom der Maschine 33 während der einen Wechselstromhälfte durch die eine Röhre und während der anderen Wechselstromhälfte durch die andere Röhre fließen. Fig. 13 endlich zeigt eine andere Schaltung

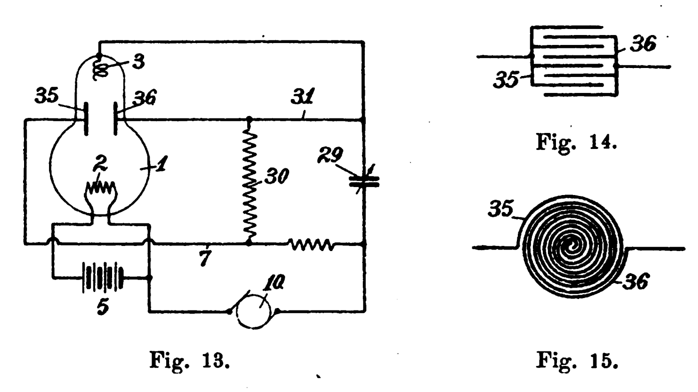


Fig. 13. Fig. 14. Fig. 15.

mit 2 Gittern 35 und 36; diese Gitter können auch gemäß Fig. 14 kammartig oder gemäß Fig. 15 spiralförmig ineinandergreifend angeordnet werden.

Lee de Forest beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1201271 und in der britischen Patentschrift 100959 Ausführungsformen von Vakuumentladungsröhren, von denen in Fig. 16—19 mehrere dargestellt sind und die insbesondere dazu bestimmt sind, elektrische Schwingungen von beträchtlicher Stromstärke zu führen. Das entlüftete Glasgefäß 7 des Audions ist innerhalb eines zweiten Gefäßes 6 angeordnet, welches entweder entlüftet oder mit einer ge-

eigneten Flüssigkeit, wie z. B. Quecksilber, Castor- oder anderem Öl, oder Glycerin gefüllt ist und gleichzeitig dazu dient, die Wärme aus dem Vakuumgefäß abzuleiten. Sowohl die Röhre 7 des Audions selbst als auch das äußere Gefäß 6 können aus Metall bestehen. Gegebenenfalls kann auch eine hitzebeständige Emailleschicht angewendet werden, um das Gefäß gasdicht zu erhalten. In einer Ausführungsform ist gemäß Fig. 16 das Audiongefäß 7 und das äußere Gefäß 6 aus Stahl und von elliptischem Querschnitt (Fig 17) und beide Gefäße werden durch Zwischenkörper 8 im gegenseitigen Abstand gehalten. Eine Scheibe 9 aus Glas oder anderem Isolationsmaterial, welches von der Flüssigkeit bedeckt ist, ruht auf der Flantsche des Audiongefäßes und ist mit Röhre 10, 11, 12 aus Glas oder dergleichen ausgerüstet, um die Einführungsdrähte zu halten und das Gefäß entlüften und zuschmelzen zu können. Der Gitterdraht 14 ist auf einer hufeisenförmig gebogenen Röhre 10 aufgewickelt, die auch das untere Ende der

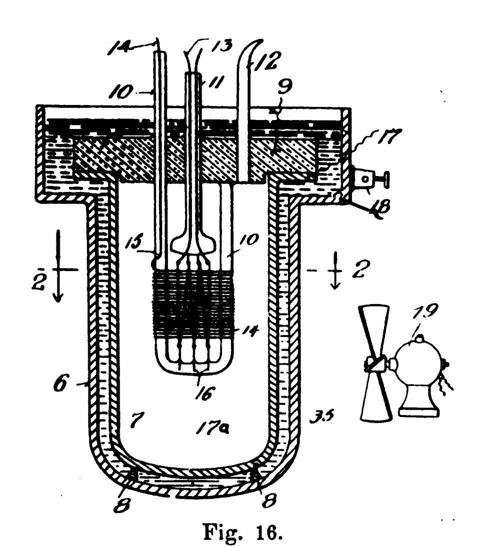


Fig. 16.

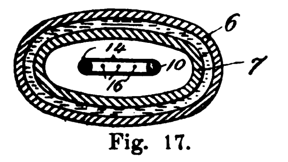


Fig. 17.

Kathodenglühdrähte trägt. Das Gefäß 7 dient zugleich als dritte Elektrode. Ein elektrischer Ventilator, Kühlröhre oder Schlangenröhre mit Wasserdurchfluß können zum Kühlen des äußeren Gefäßes angewendet werden. Bei einer anderen Ausführungsform ist das Gefäß des Audions an seinem oberen Ende nach einwärts abgeschrägt (Fig. 18); es trägt dort einen kegelförmigen Verschlußstopfen 9 und ist dort wulstförmig ausgebaucht (bei 20), um mit dem äußeren Gefäß Kontakt zu machen. Wenn der Zwischenraum 24 gemäß Fig. 19 entlüftet ist, soll das Audiongefäß über seine ganze Oberfläche wellenförmig gestaltet sein, um die Wärme nach dem äußeren Gefäß abzuleiten. Die Entlüftungsröhre 23 kann dabei in der Weise zugeschmolzen werden, daß in einem nach abwärts gebogenen Absatz des Entlüftungsrohres 23 etwas

Lötmetall eingebracht wird, welches beim Entlüften geschmolzen wird und nach dem Erstarren einen luftdichten Pfropfen bildet.

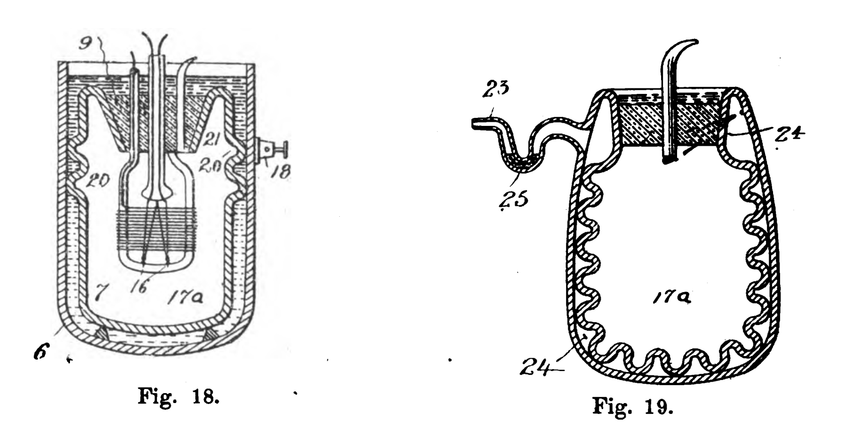


Fig. 18. Fig. 19.

Lee de Forest beschreibt in den amerikanischen Patentschriften 1 201 270 und 1 201 273 andere Schaltungen für Schwingungserzeugung mittels Kathodenstrahlrelais, von denen aus Raummangel hier nur die Schaltungen gemäß Fig. 20 und 21 reproduziert werden können. Da

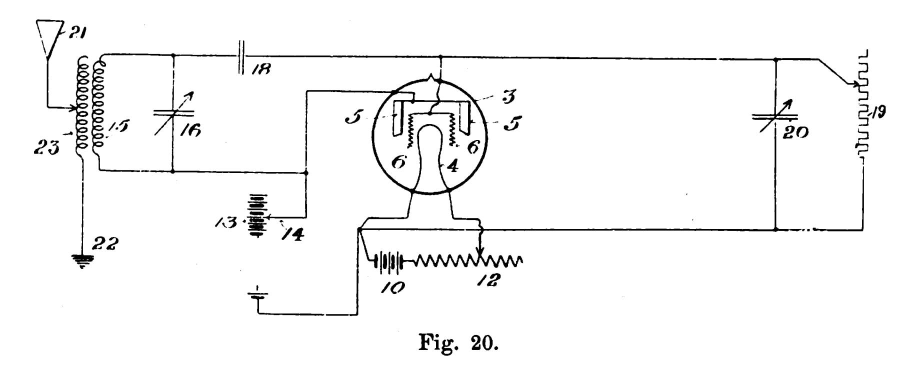


Fig. 20.

deren Wirkung hiernach leicht verständlich erscheinen werden, kann von einer näheren Erläuterung derselben abgesehen werden.

Auch zur drahtlosen Übermittlung von Zeichen, insbesondere Tönen wird das Audion verwendet, z. B. in der Schaltung nach Fig. 22 nach der deutschen Patentschrift 298 622 der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft, für die gemäß dem Unionsvertrage die Priorität auf Grund der Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika

vom 18. September 1914 beansprucht ist, sowie nach der den gleichen Gegenstand betreffenden britischen Patentschrift 21388 vom Jahre

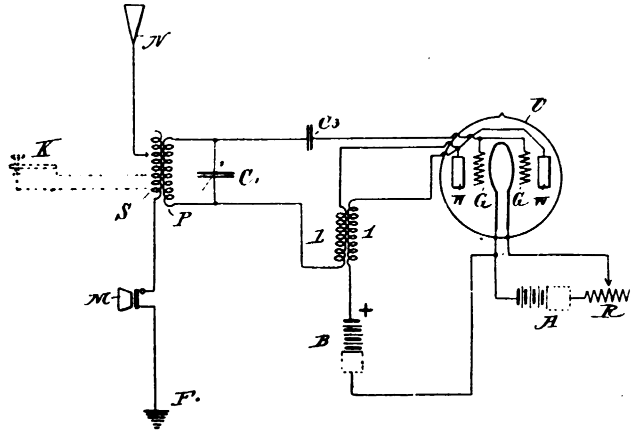


Fig. 21.

1914. Hierbei wird mit geeigneten Punkten des Antennenkreises ein Energieverbraucher verbunden, welcher aus diesem Stromkreise in

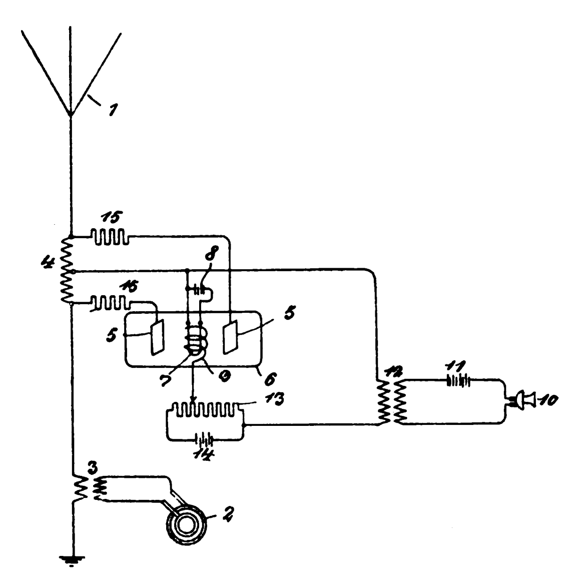


Fig. 22.

Übereinstimmung mit den zu übertragenden Zeichen mehr oder weniger Energie absorbiert. Bei dem in Fig. 22 dargestellten Ausführungsbeispiel ist die Antenne 1 in der üblichen Weise geerdet und mit einem Hochfrequenzgenerator 2 unmittelbar verbunden oder durch einen Transformator 3 mehr oder weniger lose gekoppelt. Mit der Antenne 1 ist eine Drosselspule 4 in Reihe geschaltet, die zwecks Abstimmung des Antennenkreises einstellbar sein kann. Die Induktanz dieser Drosselspule muß für die richtige Abstimmung bei kleiner Antenne verhältnismäßig groß sein, woraus sich ein großer Spannungsunterschied zwischen ihren Enden ergibt. Diese Enden sind unmittelbar mit den Anoden 5 eines Elektronenentladungsgefäßes 6 verbunden, während der Mittelpunkt der Drosselspule 4 mit der Kathode 7 des Entladungsgefäßes verbunden ist. Letzteres ist in solch weitem Maße entlüftet, daß auch bei hohen Elektronenspannungen der Stromfluß zwischen den Elektroden nicht von einer sichtbaren Folgeerscheinung einer Gasionisierung begleitet ist. Während der Strom, der durch ein derartiges Gefäß fließen kann, begrenzt ist, ist die praktisch anwendbare Spannung, abgesehen von den Schwierigkeiten der Isolation, unbegrenzt. Die Kathode 7 ist fadenförmig und wird durch den Strom einer Batterie 8 oder anderweitig geheizt. Ein gitterförmiger Leiter 9 umgibt die Kathode. Wenn bei der beschriebenen Einrichtung der Antenne Energie geliefert wird, so wird den Enden des Relais 6 eine hohe Spannung aufgedrückt. Es fließt daher Strom von der Kathode 7 zu der Anode 5, und zwar während der einen Halbwelle der Stromschwingungen zu der einen Anode, und während der nächsten Halbwelle zur anderen Anode. Es ergibt sich somit eine andauernde Energieverzehrung durch die Vorrichtung. Wenn nun dem Gitter im Verhältnis zur Kathode eine positive Spannung aufgedrückt wird, wird der Stromfluß verstärkt, während er geschwächt wird, wenn dem Gitter eine negative Spannung aufgedrückt wird. Durch Änderung der Gitterspannung kann somit die durch das Relais aufgebrauchte Energiemenge und demgemäß auch die von der Antenne ausgestrahlte Energiemenge verändert werden. Wenn gewünscht wird, die menschliche Sprache oder andere Tonwellen zu übertragen, so ist hierzu nur erforderlich, die Gitterspannung in Übereinstimmung mit den Spannungsschwankungen zu verändern, die durch einen Telephonübertrager 10 erzeugt werden. Der Übertrager ist in üblicher Weise mit einer Batterie 11 versehen und mit dem Gitter 9 durch einen Transformator 12 verbunden. Ein Ende des Transformators ist nämlich mit dem Gitter durch einen Kompensationswiderstand 13 verbunden, während

das andere Ende mit der Kathode verbunden ist. Gewöhnlich ist es zweckmäßig, dem Gitter 9 außer der vom Transformator 12 erzeugten Spannung noch eine weitere Spannung aufzudrücken. Diese wird beispielsweise durch eine mit den Enden des Kompensationswiderstandes 13 verbundene Batterie 14 erzeugt und durch Einstellung des letzteren geregelt. Um den absorbierten Energiebetrag ohne Überhitzung des Relais 6 zu erhöhen, kann es zweckmäßig sein, in Reihe mit den Anoden 4 Widerstände 15 zu schalten. Von dem dargestellten Ausführungsbeispiel kann in mannigfacher Weise abgewichen werden. Wesentlich ist aber, daß zwischen den gewählten Punkten des Antennenkreises ein hoher Spannungsunterschied besteht. Wenn die Antenne selbst eine so hohe Induktanz besitzt, daß zur Abstimmung nur eine kleine Drosselspule erforderlich ist, dann kann einer der Anschlußpunkte in der Antenne selbst gefunden werden und beispielsweise eine Elektrode des Entladungsgefäßes mit dem äußersten Ende der Antenne verbunden werden. Bei dem dargestellten Ausführungsbeispiel wird ferner während beider Halbwellen Energie absorbiert; praktische Versuche zeigten aber, daß die Sprache auch deutlich übertragen werden kann, wenn nur während der abwechselnden Halbwellen Energie absorbiert wird. Dies kann mit dem dargestellten Apparat einfach in der Weise geschehen, daß die Kathode mit dem einen Ende und beide Anoden parallel geschaltet mit dem anderen Ende der Drosselspule verbunden werden.

Einen Zusatz hierzu betrifft das D. R. P. 299312, für welches die Unionspriorität vom 5. Juni 1915 auf Grund der Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika beansprucht ist. Die zugehörige Schaltung ist in Fig. 23 dargestellt. Das Wesen derselben besteht darin, daß zwischen Gitter und Kathode des Entladungsgefäßes ein auf die Frequenz der Hochfrequenzquelle 2 abgestimmter Schwingungskreis liegt. In Fig. 23 bezeichnet 1 wieder die Antenne, die in üblicher Weise geerdet ist, 2 einen Hochfrequenzerzeuger, 3 einen Transformator, durch welchen die Antenne mit dem Hochfrequenzerzeuger vorzugsweise lose gekoppelt wird. 4 bezeichnet eine im Antennenkreis liegende einstellbare Drosselspule. Parallel zur oberen Klemme 5 der einstellbaren Drosselspule und dem Erdpunkt liegt das Elektronenentladungsgefäß 6 mit der Anode 7, der Glühkathode 8 und dem Gitter 9. Die Glühkathode wird durch die Sekundärwicklung 10 gewöhnlicher Frequenz gespeist, welcher einem Wechselstromnetz 12 entnommen wird. Der Primärwicklung 11 des Transformators ist der regelbare Widerstand 13 vorgeschaltet, zwecks Einstellung der Kathodentemperatur. 14 be-

zeichnet einen gewöhnlichen Telephonübertrager mit einer kleinen Batterie 15, welcher über den Transformator 16 das Gitter 9 des Entladungsgefäßes 6 speist. Im Gitterkreis liegt noch eine Batterie 17, durch welche die Gitterspannung auf einen passenden Wert gebracht wird, und parallel zu dieser ein Kondensator 18, damit die in der Sekundärwicklung des Transformators 16 erzeugten Ströme nicht durch die Batterie 17 fließen müssen. Die bisher beschriebene Einrichtung ist im wesentlichen bereits bei der Anordnung nach dem Hauptpatent 298622 vorhanden. Die Anode besteht aus ein oder mehreren Scheiben von beträchtlicher Größe und das Gitter 9 aus einer Anzahl Windungen feinen Drahtes, die auf einem Rahmen auf-

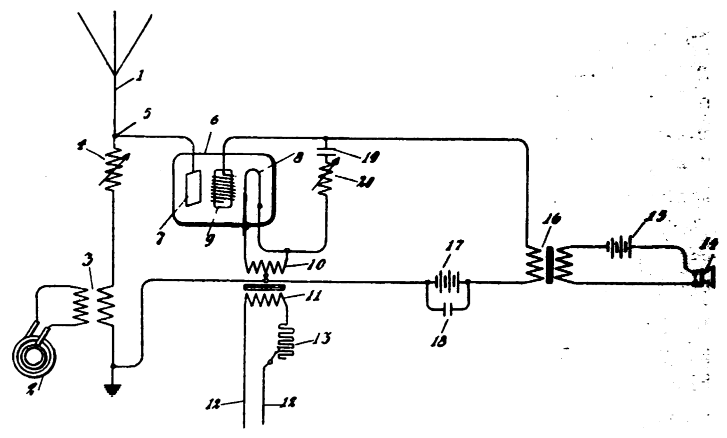


Fig. 23.

gewickelt sind und parallel zu den Anodenscheiben liegen. Die Kathode ist ebenfalls vorzugsweise in einer Ebene parallel zum Gitter und zur Anode angeordnet. Der Abstand zwischen diesen Teilen ist vorzugsweise klein und infolge dieses Umstandes besitzen sie eine beträchtliche Kapazität. Die Anode 7 ist bei der beschriebenen Einrichtung gegenüber der Kathode abwechselnd positiv und negativ und infolgedessen werden auf dem Gitter 9 durch elektrostatische Induktion abwechselnd positive und negative Ladungen induziert. Obgleich das Gitter und die Kathode elektrisch verbunden sind, können doch die Spannungsdifferenzen zwischen ihnen infolge der äußerst raschen Polwechsel der induzierten Ladungen zeitweise sehr beträchtlich werden, da die Sekundärwicklung des Transformators 16 Hochfrequenzströmen, die zwischen Gitter und Kathode fließen, eine beträchtliche Impedanz entgegensetzt.

Infolge dieses Umstandes kann die positive Spannung, welche auf dem Gitter 9 induziert wird, wenn die Anode gleichfalls positiv ist, so groß werden, daß ein genügend großer Strom durch das Entladungsgefäß 6 fließt, um von der Antenne fast die gesamte, dem Hochfrequenzgenerator entnommene Energie selbst dann abzulenken, wenn dem Gitter durch den Telephonübertrager keine Spannung aufgedrückt wird. Auch sind die durch die Sekundärwicklung des Transformators 16 erzeugten Spannungen meistens klein im Verhältnis zu der Spannung, welche im Gitter 9 in der erwähnten Weise elektrostatisch induziert wird, und erzeugen daher nur geringe Stromschwankungen im Relais 6. Um diese Schwierigkeit zu überwinden, wird gemäß der Erfindung ein abgestimmter Stromkreis vorgesehen, welcher einen Kondensator 19 und eine veränderliche Induktanz 20 enthält und zwischen das Gitter 9 und die Kathode 8 geschaltet ist. Wenn dieser Stromkreis auf die Frequenz der Hochfrequenzquelle 2 abgestimmt ist, bietet er der im Gitter induzierten Hochfrequenzladung nur eine geringe Impedanz dar und wirkt, soweit diese Hochfrequenzladungen in Betracht kommen, wie ein Kurzschluß zwischen Gitter und Kathode. Daher befinden sich Gitter und Kathode normal auf gleicher Spannung bis auf die geringe, durch die Batterie 17 erzeugte Spannungsdifferenz. Der Kondensator 19 soll vorzugsweise geringe Kapazität besitzen, um den von den Tonwellen erzeugten verhältnismäßig niedrigfrequenten Strömen eine hohe Impedanz zu bieten.

Ein anderes deutsches Patent der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin ist das D. R. P. 294641, ausgestattet mit der Unionspriorität vom 6. November 1914 auf Grund der Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika; es betrifft eine Einrichtung zur Beeinflussung der Stärke von Hochfrequenzschwingungen für die Zwecke der Übertragung akustischer Zeichen, z. B. für drahtlose Telephonie. In Figg. 24 und 25 sind zwei Ausführungsbeispiele dargestellt.

Bei dem in Fig. 24 dargestellten Ausführungsbeispiel bezeichnet 1 ein Entladungsgefäß mit einer Kathode 2 aus Quecksilber und Hauptanoden 3 und 4 aus Graphit, Wolfram, Molybdän oder einem anderen sehr schwer schmelzbaren Stoff. Oberhalb der Kathode 2 ist eine Anode 5 vorgesehen, von welcher, während des Betriebes der Vorrichtung dauernd ein Lichtbogen nach der Kathode übergeht. Zur Beruhigung dieses Lichtbogens dient eine über die Kathodenoberfläche vorragende Spitze 6 aus Platin oder Kupfer. An Stelle der verdampfbaren Kathode kann auch eine Glühkathode benutzt werden, die beispielsweise aus einer Wolframdrahtspirale besteht. Auch in diesem Fall

kann das Entladungsgefäß mit Quecksilberdampf gefüllt sein, welcher von einer in der Nähe der Glühkathode angeordneten Quecksilbermasse entwickelt wird. Anstatt oder neben dem Quecksilberdampf können

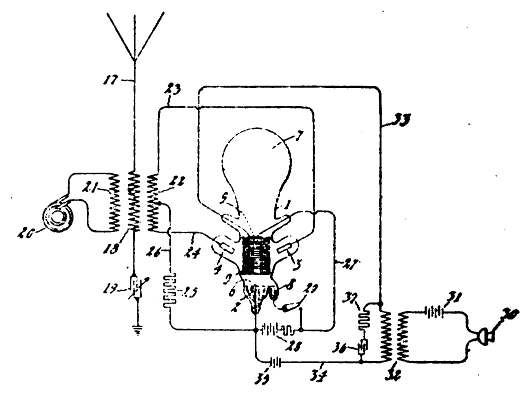


Fig. 24.

auch andere Gase, z. B. Stickstoff oder Argon, benutzt werden. Die Anode 5 steht von den Hauptanoden 3 und 4 gleichweit ab. Oberhalb des Lichtbogenraumes ist noch eine Kondensationskammer 7 vor-

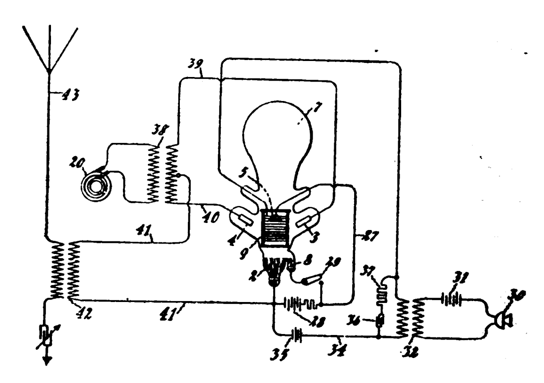


Fig. 25.

gesehen, deren Größe so gewählt ist, daß sich der für den Betrieb am besten geeignete Quecksilberdruck einstellt. Zur Regelung der Temperatur kann ferner auch noch künstliche Kühlung durch ein in Umlauf befindliches Ölbad oder durch einen Luftstrom dienen. Der Lichtbogen

wird durch eine kleine Zündelektrode 8 oder auf irgendeine andere passende Weise gezündet.

Zwischen dem von der Anode 5 nach der Kathode 2 übergehenden Lichtbogen und zwischen den Anoden 3 und 4 ist noch ein die Entladung beeinflussender leitender Körper 9 vorgesehen, welcher im folgenden als Gitter bezeichnet wird. Dieses Gitter besteht beispielsweise in einem Wolframdraht, welcher über ein zylindrisches oder prismatisches Traggestell schraubenlinienförmig oder schlangenlinienförmig aufgewickelt ist.

Mit 17 ist eine Antenne bezeichnet, in deren Kreis eine Sekundärspule 18 und ein geerdeter Kondensator 19 liegen. Dem Antennenkreis wird von einem Hochfrequenzerzeuger 20 unter Vermittlung einer mit der Spule 18 gekoppelten Primärspule 21 Energie zugeführt. Mit der Spule 18 ist ferner noch eine zweite Sekundärspule 22 gekoppelt, deren Endklemmen durch Leiter 23 und 24 mit den Anoden 3 und 4 verbunden sind. Die Kathode 2 ist über einen Widerstand 25 durch einen Leiter 26 mit einer Mittelklemme der Sekundärspule 22 verbunden. Dieser Leiter führt gleichgerichteten Strom. Der Stromkreis 27, welcher die Kathode 2 und die Anode 5 verbindet, erhält eine Batterie 28, durch welche zwischen diesen Elektroden ständig ein Lichtbogen aufrechterhalten wird. Dieselbe Batterie kann durch Schließung des Schalters 29 zur Zündung des Lichtbogens über die Hilfselektrode 8 dienen. Wenn der Lichtbogen zwischen den Elektroden 5 und 2 in normaler Weise übergeht, dann wird durch den Hochfrequenzerzeuger 20 Energie geliefert, und es gehen in der vom Quecksilberdampfgleichrichter her bekannten Weise aufeinanderfolgend Lichtbögen von den Anoden 3 und 4 nach der Kathode 2 über. Wenn dagegen das Gitter 9 auf ein genügend hohes Potential negativ geladen wird, dann wird das Einsetzen dieser Lichtbögen verhütet. Um sich diese Erscheinung zunutze zu machen, wird dem Gitter ein veränderliches Potential aufgedrückt und hierdurch veränderliche Energiebeträge durch das Entladungsgefäß hindurchgelassen und, da diese Energie im Widerstand 25 aufgezehrt wird, so wird diejenige Energie, welche für die Antenne zur Verfügung steht, um den gleichen Betrag verringert. Auf diese Weise können die gewünschten Zeichen übertragen werden. Der Zeichengeber besteht beispielsweise aus einem Telephonübertrager 30, welcher über eine Ortsstromquelle 31 mit der Primärwicklung eines Transformators 32 verbunden ist, dessen negative Klemme durch einen Leiter 33 mit dem Gitter 9 und dessen positive Klemme durch einen Leiter 34 über eine Batterie 35 mit der Kathode 2 verbunden ist.

Die Batterie 35 ist nicht unbedingt erforderlich, ist aber vorteilhaft, da sie das Gitter auf einem bestimmten negativen Potential hält, so daß die durch den Transformator 32 aufgedrückten Schwingungen das Gitterpotential auf Werte bringen, die oberhalb oder unterhalb des Batteriepotentials liegen. Hochfrequenzströme im Kreise 33, 34 werden durch einen Kondensator 36 und einen Widerstand 37 gedämpft. Wenn bei der beschriebenen Anordnung durch die menschliche Stimme oder durch andere hörbare Zeichen Schwankungen in der Leitfähigkeit des Übertragers 30 hervorgerufen werden, dann wird ein veränderlicher Strom, dessen Spannung im Transformator 32 hinauftransformiert wird, der Spannung der Batterie 35 supponiert und dadurch die Ladung des Gitters 9 verändert. Das Gitter verzögert nach Maßgabe seiner negativen Ladung das Einsetzen der über die Hauptanoden gehenden wellenförmigen Stromimpulse. Die während jeder Halbwelle hindurchgelassene Energie hängt also von der Gitterspannung bzw. den zu verstärkenden Strömen des Telephonübertragers ab. Auf diese Weise wird ein veränderlicher Strom von der Antenne abgelenkt und dadurch die von der letzteren in den Raum ausgestrahlte Energiemenge verändert.

Anstatt die durch das Entladungsgefäß gehende Energie vom Antennenkreis abzulenken, ist es auch möglich, diese Energie durch den Antennenkreis zu führen, wofür Fig. 25 ein Ausführungsbeispiel zeigt. Hierbei ist der Hochfrequenzerzeuger 20 mit der Primärwicklung eines Transformators 38 verbunden, dessen Sekundärwicklung durch Leiter 39 und 40 mit den Anoden 3 und 4 des Entladungsgefäßes verbunden ist. Die Kathode 2 ist durch einen Leiter 41 über die Primärwicklung eines Transformators 42 mit einer Mittelklemme des Transformators 38 verbunden. Die übrigen Verbindungen sind ähnlich denjenigen, des früheren Ausführungsbeispieles. Wenn dem Gitter 9 vom Telephonübertrager 30 eine veränderliche Spannung aufgedrückt wird, dann werden veränderliche Teile der wellenförmigen Stromimpulse des Hochfrequenzerzeugers durch die Lichtbögen durchgelassen und als gleichgerichtete Stromimpulse dem Transformator 42 aufgedrückt, dessen Sekundärwicklung in Reihe mit der Antenne 43 liegt. Es wird daher in der Antenne ein Hochfrequenzstrom erzeugt, dessen Frequenz doppelt so hoch ist wie diejenige des Hochfrequenzerzeugers 20, und dessen Stärke in Übereinstimmung mit den Schwankungen des Signalisierstromes schwankt.

Ebenfalls eine Einrichtung zum Aussenden wellentelegraphischer Zeichen durch Hochfrequenzströme betrifft das D. R. P. 298380 der

Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin, für das die Unionspriorität vom 15. Juni 1914 auf Grund der Anmeldung in den Vereinigten Staaten von Amerika beansprucht ist. In dieser Patentschrift wird ausgegangen von der Anordnung nach Fig. 26. Hierin bedeutet 1 die zum Aussenden der Zeichen dienende Antenne, die in der üblichen Weise durch einen einstellbaren Kondensator 2 geerdet ist. Die Ortsstromquelle zur Erzeugung der auszusendenden Wellen wird beispielsweise von einem Wechselstromgenerator 3 gebildet, dessen Frequenz oberhalb des Hörbarkeitsbereiches liegen soll. Der Stromkreis des Hochfrequenzerzeugers umfaßt außer dem üblichen Schwingungstransformator 4, durch welchen die Schwingungen auf den Antennenkreis übertragen werden, einen zweiten eisenlosen Transformator 5, der vorzugsweise so entworfen wird, daß er eine verhältnismäßig große

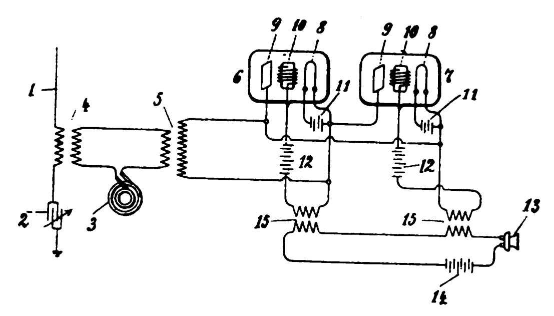


Fig. 26.

Sekundärspannung liefert. Im Sekundärkreis des Transformators 5 liegen zwei Relais 6 und 7. Jedes der beiden Relais enthält eine beispielsweise glühfadenförmige Kathode 8, eine beispielsweise scheibenförmige Anode 9 und einen beispielsweise gitterförmigen Körper 10 innerhalb eines hochentlüfteten Gefäßes. Die Kathoden werden durch Ströme zum Glühen gebracht, die kleinen Batterien 11 entnommen werden, und hierdurch veranlaßt, Elektronen auszusenden. Die eine Sekundärklemme des Transformators 5 ist mit der Anode des Relais 6 und der Kathode des Relais 7 verbunden, die andere Sekundärklemme umgekehrt mit der Kathode des Relais 6 und der Anode des Relais 7. Infolge dieser Anordnung werden, obwohl jedes Relais nur Strom in einer Richtung durchläßt, doch beide Halbwellen des Sekundärkreises ausgenutzt. Der durch die Relais fließende Strom kann jedoch durch Veränderung der an die Gitter 10 angelegten Spannung verändert werden. Bei einer bestimmten Spannung ist die Empfindlichkeit der

Relais am größten. Die Größe dieser Spannung hängt in weitem Maße von den Abmessungen des besonderen Relais ab und kann leicht versuchsmäßig festgestellt werden. Zur Erzeugung der Spannung dient eine Batterie 12 von geeigneter Größe, die im geeigneten Sinne mit je einem der Gitter 10 verbunden ist.

Bei der beschriebenen Anordnung fließt ein Hochfrequenzstrom von einer bestimmten Amplitude im Sekundärkreis des Transformators 5, und der der Antenne 1 zugeführte Strom hat gleichfalls eine bestimmte Amplitude, die von derjenigen des im Sekundärkreis fließenden Stromes abhängt. Durch Änderung der Spannung der Gitter 10 können im Antennenkreis entsprechende Stromschwankungen hervorgerufen werden und diese zum Aussenden von Zeichen irgendeiner gewünschten Art dienen. Um durch eine solche Einrichtung Töne zu übertragen, wird ein gewöhnlicher Mikrophonübertrager 13 in einem eine Batterie 14 enthaltenden Ortsstromkreis vorgesehen. Der Übertrager kann selbstverständlich von der Sendestelle weit entfernt und mit ihr durch eine Übertragungsleitung verbunden sein. Der Übertragerkreis ist mit dem Gitter 10 induktiv durch Transformatoren 15 verbunden, wodurch Schwankungen in dem durch die Tonwellen hervorgerufenen Strome entsprechende Schwankungen der Gitterspannung und diese ihrerseits entsprechende Schwankungen in der Amplitude des Antennenstromes hervorgerufen. Es ergibt sich hieraus, daß die Stromwellen der Antenne nicht konstante Amplitude besitzen, sondern daß diese unmittelbar proportional den Schwankungen der von den Tonwellen hervorgerufenen Ströme schwankt. Diese Schwankungen der ausgesandten Wellen können an der Empfangsstelle durch geeignete Empfangsvorrichtungen benutzt werden, um die Tonwellen an dem entfernten Orte zu reproduzieren. Von den dargestellten Ausführungsbeispielen kann in mannigfacher Weise abgewichen werden. So können die beiden Elektronenentladungsgefäße zu einem einzigen, mit zwei Anoden und zwei Gittern vereinigt werden. Die beiden Anoden sind in diesem Falle mit den Außenklemmen der Sekundärwicklung des Transformators 5 zu verbinden, die beiden Gitter mit den Außenklemmen der Sekundärwicklung des einzigen, an Stelle der beiden Transformatoren 15 tretenden Transformators; eine Mittelklemme dieses Transformators ist mit einer Mittelklemme des Transformators 5 und mit der Kathode zu verbinden. Die Übertragerströme können, falls sie zu schwach sind, zunächst durch ein ähnliches Entladungsgefäß verstärkt werden, ehe sie induktiv den Gittern zugeführt werden. Von den beiden Transformatoren 4 und 5 kann der eine oder andere fehlen, d. h. der Hochfrequenzerzeuger 3

kann auch im Relaiskreis oder im Antennenkreis liegen. Er kann aber endlich auch im Übertragerkreis, d. h. in Reihe mit dem Übertragerkreis 13 liegen, in welchem Falle im Relaiskreis eine Batterie geeigneter Größe oder eine andere Stromquelle vorzusehen ist.

Bei der beschriebenen Einrichtung wird ein großer Teil der vom Hochfrequenzerzeuger erzeugten Energie im Relaiskreis absorbiert. Die Energiemenge, die der Antenne zugeführt werden kann, ist daher durch die Aufnahmefähigkeit des benutzten Relais begrenzt, und letztere ist gegenwärtig durch die Schwierigkeiten begrenzt, mit welchen die Herstellung solcher Apparate gegenwärtig verbunden ist. Die übertragene Energie kann vergrößert werden, indem man mehrere Relais parallel schaltet, in welchem Falle der Energiebetrag proportional der Anzahl der Relais wächst. Man kann jedoch, und dies bildet den Gegenstand der Erfindung, indem man mit jedem der parallelgeschalteten Relais einen Widerstand in Reihe schaltet und die Relais passend entwirft, erreichen, daß die Energiemenge im wesentlichen proportional dem Quadrat der Anzahl der Relais wächst. Diese Anordnung ist in der Fig. 27 dargestellt. Es sind hierbei beispielsweise vier Relais, 6, 6′, 6″, 6‴ parallelgeschaltet, und mit jedem der Relais ein Widerstand 17 in Reihe geschaltet. Von den beiden Anoden 9 jedes Relais ist die eine mit der einen und die andere mit der anderen Außenklemme des Transformators 5 verbunden. Die Kathoden 8 sind von Gittern 10 umgeben, die sämtlich mit einer Klemme der Sekundärwicklung des Transformators 15 verbunden sind, dessen andere Klemme mit einer Batterie 16 verbunden ist. Diese Batterie tritt an Stelle der Batterien 12 der Fig. 26, und es sind mit ihr die Kathoden 8 der Entladungsröhren verbunden, jedoch an verschiedenen Punkten der Batterie, so daß die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Gitter für die aufeinanderfolgenden Relais stufenweise zunimmt. Das andere Ende der Batterie 16, welches mit der Kathode des letzten Entladungsgefäßes verbunden ist, ist außerdem mit einer mittleren Anzapfung der Sekundärwicklung des Transformators 5 verbunden und ferner gewöhnlich geerdet. Vorzugsweise wird ein einstellbarer Kondensator 19 zu den Sekundärklemmen des Schwingungstransformators 5 parallelgeschaltet, doch ist dies in solchem Falle, in welchem die Kapazität der Relais genügend groß ist, nicht erforderlich.

Bei dieser Anordnung schwankt wie bei derjenigen nach Fig. 26 der Strom im Antennenkreis übereinstimmend mit demjenigen im Primärkreis des Schwingungstransformators 5 und daher auch in Übereinstimmung mit demjenigen im Sekundärkreis des Schwingungstrans-

formators. Die Spannung und Energie der Stromquelle 1 wird zum Teil durch den Transformator 4, zum Teil durch den Transformator 5 aufgenommen. Die erste Teilenergie wird dem Antennenkreis zugeführt, die zweite Teilenergie wird auf den Sekundärkreis des Transformators 5 übertragen und in diesem durch die Widerstände und Relais aufgezehrt und in Wärme umgesetzt, welche diese Teile erwärmt. Eine Steigerung der dem Antennenkreis zuführbaren Energiemenge ist infolgedessen gleichzeitig mit einer Steigerung der in den Widerständen

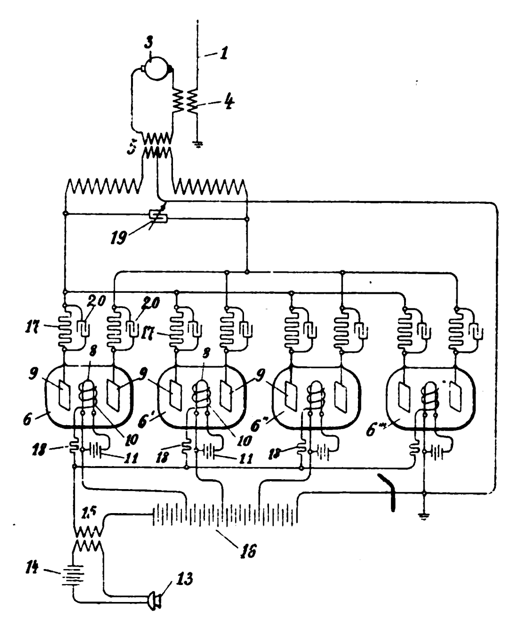


Fig. 27.

und Relais erzeugten Wärme verbunden und daher durch die zulässige Erwärmung insbesondere der Relais begrenzt, während die Widerstände für einen beliebig hohen Energieverbrauch gebaut werden können. Die Erfindung ermöglicht, wie noch gezeigt werden wird, daß von der im Sekundärkreis aufgebrauchten Energie verhältnismäßig weniger auf die Relais entfällt, so daß die gesamte Belastung gesteigert werden kann.

Wie bereits erwähnt wurde, wächst die Spannungsdifferenz zwischen den Kathoden und den Gittern der aufeinanderfolgenden Relais stufenweise. Wenn nun im Transformator 15 eine Spannungswelle von solcher Richtung erzeugt wird, daß sie die negative, der Batterie 16

entnommene Spannung der Gitter 16 überwindet, so beginnt Strom zunächst durch das Relais zu fließen und nimmt allmählich bis zu einem Höchstbetrage zu. Wenn die Spannung der Stromquelle genügend groß ist, wird sie aufeinanderfolgend die negative Spannung der Gitter sämtlicher Relais überwinden und es wird Strom aufeinanderfolgend in sämtlichen Relais zu fließen beginnen. Umgekehrt wird beim Sinken der Spannung, welche den Gittern durch den Transformator 15 aufgedrückt wird, ein Relais nach dem anderen aufhören, Strom durchzulassen, bis die aufgedrückte Spannung auf Null sinkt und wie im Anfang kein Strom fließt. Die Relais können so entworfen, und die an ihre Gitter angelegte Spannung kann so gewählt werden, daß, wenn der Strom im Relais 6 seinen Höchstwert erreicht, Strom im Relais 6′ zu fließen beginnt, und wenn dieser seinen Höchstwert erreicht hat, Strom im Relais 6″ zu fließen beginnt usw. Die Relais der dargestellten Art schwanken etwas in ihrem Verhalten, und bisweilen besteht Proportionalität zwischen dem durchfließenden Strom und der dem Gitter aufgedrückten Spannung nur für einen begrenzten Bereich. In solchem Falle kann es angezeigt sein, die Gitterspannungen so zu wählen, daß, bevor der Strom in einem Relais seinen Höchstwert erreicht hat, er bereits im nächsten Relais zu fließen beginnt. Auf diese Weise kann die Gesamtanordnung so entworfen werden, daß der die Relais durchfließende Gesamtstrom der Spannungsschwankung im Transformator 15 im ganzen Bereich proportional ist. Wenn Strom durch ein Relais zu fließen beginnt, dann hat es zunächst einen sehr großen scheinbaren Widerstand, der größte Teil des Spannungsabfalles findet daher im Relais selbst statt und das Relais hat den größten Teil der Energie des Sekundärkreises aufzuzehren, während der vorgeschaltete Widerstand 17 infolge der geringen Stromstärke nur einen geringen Spannungsabfall hervorruft und nur wenig Energie vernichtet. In dem Maße jedoch, wie der Strom wächst, wächst gleichzeitig der Spannungsabfall am vorgeschalteten Widerstand 17 und die von ihm vernichtete Energiemenge, sinkt dagegen die Spannung am Relais und der verhältnismäßige Anteil der Energie, der im Relais aufgezehrt wird. Die größte Energiemenge wird somit, wie die Rechnung zeigt, vom Relais vernichtet, wenn der Strom die Hälfte seines Höchstwertes erreicht hat und das Relais die Hälfte der Spannung vernichtet. Wenn der Strom seinen Höchstwert erreicht, dann wird fast die ganze Spannung des Anodenkreises durch den Widerstand vernichtet, auf das Relais entfällt nur ein sehr kleiner Teil der Spannung, und es kann daher der durch das Relais vernichtete Energiebetrag praktisch vernachlässigt

werden. Es sei beispielsweise angenommen, daß durch den Sekundärkreis eine Energiemenge im Höchstbetrage von 10 Kilowatt überwacht werden soll, welcher z. B. 0,5 Ampere bei 20000 Volt entsprechen möge. Geschieht dies durch ein einzelnes Relais und wird eine allmähliche Regelung der Energie vom unbelasteten Zustand bis Vollast bewirkt, so hat das Relais im Maximum 0,25 Ampere bei 10000 Volt, also 2,5 Kilowatt aufzuzehren. Es muß also so bemessen sein, daß es während der Zeit, während welcher die Gitterspannung vom Nullwert zum Höchstwert übergeht, eine Energiemenge aufnehmen kann, die von Null an bis auf den angegebenen Höchstbetrag ansteigt und dann wieder bis auf Null sinkt. Es sei nun angenommen, daß gewünscht wird, eine Energiemenge im Höchstbetrage von 160 Kilowatt entsprechend 8 Ampere bei 20000 Volt zu überwachen. Wenn vier Relais in der dargestellten Weise parallel geschaltet werden, so hat jedes 2 Ampere aufzunehmen. Der Höchstbetrag der in einem Relais zu vernichtenden Energie beträgt somit 1 Ampere bei 10000 Volt oder 10 Kilowatt. Der Übergang vom Mindestbetrage zum Höchstbetrage und wieder zum Mindestbetrage findet jedoch in jedem einzelnen Relais in einem Viertel der Zeit statt, in der er bei Benutzung eines einzelnen Relais auftreten würde, nämlich beim Relais 6 während der Zeit, während welcher die Gitterspannung von Null bis auf ein Viertel des Höchstwertes steigt, beim Relais 6′ während des Steigens der Gitterspannung von ein Viertel bis auf ein Halb des Höchstwertes usw. Daher trägt die von einem jeden Relais aufzunehmende Energiemenge nur ein Viertel von 10 Kilowatt, also 2,5 Kilowatt. Diese Energiemenge ist ebenso groß, wie im früheren Fall, obwohl das Relais nun den vierfachen Strom führt. Es ist also ersichtlich, daß vier Relais derselben Kapazität die 16 fache Energiemenge eines einzelnen Relais überwachen können. Die dargestellten Relais besitzen eine merkliche Kapazität zwischen den Anoden. Dies führt zu einem beträchtlichen Stromfluß durch die Relais zwischen den Anoden während der Zeit, während welcher die Anordnung nicht zur Zeichenübertragung dient. Es wird daher eine beträchtliche Menge Energie nutzlos in den Widerständen 17 vernichtet. Um dies zu vermeiden, kann es angezeigt sein, jedem dieser Widerstände einen Kondensator (20) parallel zu schalten. Hierdurch werden die Hochfrequenzströme herabgedrückt, während der gleichgerichtete Stromfluß des Relais zwischen Kathode und Anode in keiner Weise gehindert wird. Selbstverständlich kann der Widerstand 17 ebensogut mit der Kathode in Reihe geschaltet werden wie mit den Anoden. Damit die Gitter 10 nicht einen un-

nötig großen Strombetrag aufnehmen, wenn sie stark positiv werden, können sie in Reihe mit einem Widerstand 18 geschaltet werden.

(Eingesandt 29. November 1917)

Adresse des Autors: Berlin-Lichterfelde, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Johannes Jegerlehner, Neutrale in Elsaß-Lothringen. Verlag Ferd. Wyss, Bern 1917. Fr. 1.20

Max Dessoir, Vom Jenseits der Seele. (Die Geheimwissenschaften in kritischer Betrachtung.) Verlag Ferdinand Enke, Stuttgart 1917. M. 11.—

Rudolf Stratz, Wie's zum Weltkrieg kam. Deutscher Schriftenverlag G. m. b. H., Berlin 1917. 2. Aufl. M. 0.20

Elektroindustrie. 1. u. 15. Oktbr., 1. u. 15. November 1917. Fachschriften-Verlag A.-G. Zürich.

Hanns Floerke (Herausgeber), England der Feind! Beweisstücke britischen Vernichtungswillens (mit zahlreichen Karrikaturen und Tendenzbildern aus englischen Zeitschriften). Verlag Georg Müller, München 1917.

Wann kommt der Friede? Die Wirkungen des U-Bootkrieges in amtlicher Darstellung. (Abgeschlossen im August 1917.) Militärische Verlagsanstalt, München 1917. M. 0.50

Dr. Georges Chatterton-Hill, Moloch England!! Was Deutschland im Fall eines englischen Sieges zu erwarten hätte. Irlands Schicksal als Warnung für Deutschland. Verlag: „Das größere Deutschland". Dresden-A. M. 1.—

Sven Hedin, Bagdad — Babylon — Ninive. Verlag F. A. Brockhaus, Leipzig. Feldpostausgabe 1917. M. 1.—

Karl Strecker, Die Telegraphentechnik. Ein Leitfaden für Post- und Telegraphenbeamte. 6. neu bearbeitete und vermehrte Auflage. Verlag von Julius Springer, Berlin. M. 10.—, geb. M. 11.60

Alfred Manes, Englands Seeherrschaft im Wanken. (Deutsche Kriegsschriften, Heft 24.) Verlag A. Marcus & E. Weber, Bonn 1917. M. 2.—

Georg Solmssen, England und wir. Ders. Verlag. 1917. 60 Pfg.

Ernst Bischoff, Die englischen und französischen Untaten auf kolonialer Erde. Verlag Art. Institut Orell Füssli, Zürich 1917. F. 1.50

„Anklagen gegen Deutschland. Das Buch «J'accuse» u. andere Schriften" von Karl Federn. Verlag von Ferd. Wyss, Bern. Fr. 7.50

Das Werk ist der Form nach eine kritische Besprechung verschiedener Schriften, die die Schuld der deutschen und österreichischen Politik am Weltkrieg zu beweisen suchten, und zwar des anonymen „Deutschen" der „J'accuse" schrieb, des Schweizers Menni, des italienischen Historikers Guglielmo Ferrero, des amerikanischen Professors Munroe Smith. Der

Hauptteil des Werkes ist dem Buch „J'accuse" gewidmet und weist die zahllosen Fälschungen und Flüchtigkeiten dieses Sensationsbuches sowie die Unwissenheit seines Verfassers auf politischem und historischem Gebiet nach. Es zeigt, daß das Buch „l'accuse" im Grunde ein „Aufsitzer" ist, eher lächerlich als tragisch zu nehmen. Im Gang der Kritik wird die ganze politische Lage, die zum Weltkrieg führte, sowie der Ausbruch des Krieges zum Teil auf Grund völlig neuen Materials beleuchtet und dargestellt. Insbesondere über die Vorgeschichte des österreichischen Ultimatums, sowie über das Verhalten Italiens zwischen Dreibund und Triple-Entente, über die Verhandlungen zwischen Österreich und Rußland werden teils neue Tatsachen mitgeteilt, die jedem nicht diplomatisch eingeweihten Leser unbekannt sein dürften, teils werden diese wichtigen Vorgänge in ganz neuer Beleuchtung gezeigt.

Das Buch ist das Werk eines Autors, der ohne jede Gehässigkeit, ohne nationale Voreingenommenheit schreibt, der sich mit der Geschichte und Literatur der „feindlichen" Staaten aufs innigste beschäftigt hat und die europäische Kulturgemeinschaft tief empfindet, der jedoch als Jurist und Historiker die Akten und Schriften prüft und hier seine Ergebnisse vorlegt.

(Eingesandt 30. November 1917.)

Literaturverzeichnis.

Armaquat, H., Rev. Gén. de l'Él. 2, 643, 1917. Contribution au calcul des aimants.

Baillie, P., Electrician 79, 974, 1004, 1917. On the calculation of the coupling coefficient of two coaxial flat spiral coils.

Bethenod, J., Electrician 80, 229, 1917. The Audion as an auto-exciting generator.

Benischke, Gustav, Elektrot. Zeitschr. 38, 433, 445, 1917. Die Freileitungs-isolatoren in der Entwicklung der Hochspannung technik.

Bown, Ralph, Electrician 80, 112, 1917. Internal relations in Audion-type radio-receivers.

Buchheim, W. u. Dember, H., Ann. Phys. 53, 138, 1917. Luftelektrische Messungen auf Teneriffa. (Die Kenntnis des Ionisators der oberen Luftschichten für die Reichweitenänderungen und Reflexionen der Hertzschen Wellen ist bekanntlich wichtig. Die Red.)

Büttemann, Helios 23, 337, 345, 1917. Isoliermaterialien der Elektrotechnik.

Damicu, J., Rev. Gén. de l'Él. 2, 363, 1917. Note sur les surtensions produites par l'harmonique 3 et ses multiples dans les transformateurs triphasés.



Dember, H. s. Buchheim, W.
Drahtlose Telegraphie zwischen Kalifornien und Japan. Elektrot. Ztschr. 38, 538, 1917.
Helm, G., Physik. Ztschr. 18, 456, 1917. Die Ätherhypothese.
Howe, G. W. O., Rev. Gén. de l'Él. 2, 420, 1917. (Referat.) La résistance à haute fréquence des fils isolés à torons multiples.
Hüttemann, Walter, Ann. Phys. 52, 816, 1917. Über die Emission von Elektronen und positiven Ionen an glühenden Drähten.
Kade, Fr., Elektrot. Ztschr. 38, 493, 1917. Der Parallelbetrieb von Transformatoren.
Kollatz, Elektrot. Ztschr. 38, 498, 1917. (Ref. ü.: „Die Umschau" Nr. 34. S. 675, 1917.) Der gegenwärtige Stand des drahtlosen Fernsprechens (s. auch: „Die Umschau" Nr. 48, S. 957, 1916. Drahtlose Telephonie auf fahrenden Eisenbahnzügen.)
Korn, A., Physik. Ztschr. 18, 504, 1917. Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes.
Korndörfer, M., Elektrot. Ztschr. 38, 521, 1917. Über die Berechnung von Drosselspulen.
Kroger-Hart (Diskussion), Electrician 79, 937, 1917. Measurements of radioantennae on ship-board and some interesting comparisons.
Lichte, H., Physik. Ztschr. 18, 393, 1917. Energieabsorption in Schallantennen.
Ludewig, P., Schweiz. Elektrot. Ztschr. 14, 332, 1917. Die Kathodenstrahlen im Dienste der modernen Technik.
Malmström, R., Phys. Ztschr. 18, 454, 1917. Zur Theorie der Elektrodynamik.
Marconi, Cy., Elektrot. Ztschr. 38, 476, 1917. (Ref. ü. Electrician 78, 81.) Drahtlose Schiffsstation für geringe Reichweite.
Meyer, Ulfilas, Verh. d. Phys. Ges. 19, 139, 1917. Zur Theorie der dielektrischen Nachwirkung.
Nature (London), 99, 105, 1917. Thermionic detectors in wireless telegraphy and telephony.
Osnos, Mendel, Elektrot. Ztschr. 38, 423, 1917. Theorie und Wirkungsweise des stationären Frequenzverdopplers, insbesondere für Hochfrequenzströme.
Pedersen, P. O., Proc. Inst. Radio Eng. Vol. 5. Nr. 4. S. 255, 1917. On the Poulsen arc and its theory.
Pestarini, Electrician 80, 154, 1917. Apparatus for measuring very strong or very weak alternating currents, with adjustable field magnet.
Pol jr. van der, Balth., Electrician 79, 891, 1917. On the wave-lengths and radiation of loaded antennae.
Rev. Gén. de l'Él. 2. 646, 1917. Les isolateurs à haute tension.
Roth, E., Rev. Gén. de l'Él. 2, 323, 1617. Etude sur les pertes supplémentaires dans les barres cablées.
Rubens, Sitzungsber. Kgl. Pr. Ak. Wiss. 38, 555, 1917. Über die Brechungsexponenten einiger fester Körper für kurze Hertzsche Wellen.
Schering, H., Elektrot. Ztschr. 38, 421, 1917. Die Doppelbrücke zur Messung des Phasenwinkels sehr kleiner Widerstände bei technischer Frequenz.

Sjöström, Martin, Uppsala Univ. Arsskrift 1916. Mat och Naturv. 1 VI u. 111 S. Experimentelle Untersuchungen über die Beugung elektromagnetischer Wellen an einem Schirm mit geradlinigem Rande.

Smith, Stanley Parker, Electrician **80**, 10, 42, 80, 1917. Notes on the design of electromagnetic machines. Part. II. Design of slow-speed alternating-current generator.

Sörensen, Aage, S. M. Elektrot. Ztschr. **38**, 469, 1917. Konstruktive Bestimmung der Wellenlänge aus Kapazität und Selbstinduktion.

Still, Alfred, Rev. Gén. de l'Él. **2**, 492, 1917 (nach El. World **69**, 312, 603, 1917). Isolation des transformateurs à très haute tension.

Styff, Eivind, Elektrot. Ztschr. **38**, 461, 1917. Der Phasenvergleich bei der Parallelschaltung von Wechselstrommaschinen.

Telegraphen- u. Fernsprechtechnik Nr. 11, S. 87, 1917. Ein Detektor mit gelöteten Kontakten.

Whittemore, L. E., Rev. Gén. de l'Él. Nr. 14. 1917. (Ref. ü. Pys Rev. Mai 1917.) Emploi du galvanomètre Einthoven et d'un détecteur du type Audion pour la mesure de l'intensité des signaux radiotélégraphiques.

Wireless Telegraphy in Scandinavia. Electrician **80**, 247, 1917.

Wirz, Emil, Arch. f. Elektrot. **6**, 23, 1917. Untersuchungen über die möglichen Fehlerquellen bei Stromwandlern.

(Eingesandt Ende Novbr. 1917.)

Bücherbesprechungen.

Dr. Georges Chatterton-Hill: Moloch England. Was Deutschland im Falle eines englischen Sieges zu erwarten hätte. Irlands Schicksal als Warnung für Deutschland. 1. Kapitel: Die sittliche Weltanschauung der Engländer. 2. Kapitel: Wehe dem Volke, das England in den Weg tritt. 3. Kapitel: Die Greuel der Eroberung Irlands. 4. Kapitel: England als Vampyr. 5. Kapitel: Deutschlands Schicksal nach einer Niederlage. Verlag „Das größere Deutschland", Dresden. M. 1.—.

Der durch seine Vorträge in Deutschland weitbekannte irische Freiheitskämpfer Chatterton-Hill will mit diesem Buche am Schicksale Irlands dem deutschen Volke die Augen öffnen über den erbarmungslosen Vernichtungswillen, der England uns gegenüber beseelt. Alle die schwachen Seelen, welche noch von einer Versöhnung träumen, muß das Buch durch seine erschütternde Wahrhaftigkeit endlich zur Aufrüttelung bringen!

Aus dem furchtbaren Schicksal Irlands soll exemplifiziert werden, daß sobald Notwendigkeiten politisch-wirtschaftlicher Art ins Spiel treten, für den Engländer sämtliche anderen Regeln der Gesittung jegliche Daseinsberechtigung verlieren. Genau so soll jetzt Deutschland in brutalster Weise unschädlich gemacht werden, weil es England im Wege stand.

Seit zwei Jahrzehnten erstrebt England dieses Ziel, jede seiner Kriegshandlungen in diesem Weltkriege ist damit in absoluter Übereinstimmung, jede mit den gemeinsten Beschimpfungen des deutschen Volkes und seines Kaisers gespickte Rede der englischen Staatsmänner zeigt diese klare unbeirrte Absicht immer auf's neue bis auf den heutigen Tag und trotzdem schwatzt man im deutschen Reichstag von Frieden und „Verständigung“! Statt dessen sollte man lieber von seiner Tribüne diese kleine Warnungsschrift vorlesen, um sie dem ganzen deutschen Volke zugänglich zu machen, damit es nochmals in ingrimmigem furor teutonicus auflodere, um sich und die ganze Welt von dieser Menschheitsgeißel England für alle Zeiten zu befreien.

Zürich, Anfang November 1917. Eichhorn.

(Eingesandt 4. November 1917.)

Leo Galland, Ingenieur, Deutscher Telegrammschlüssel für die technische Industrie (Ingenieur-Code). Verlag: M. Krayn, Berlin W 10, Preis 120,— Mk.

Die gegenwärtigen Zeitverhältnisse zeigen uns deutlich, wie sehr unsere Volkswirtschaft auf die weltwirtschaftliche Verflechtung angewiesen ist; die dauernde wirtschaftliche Antarkie ist für uns unmöglich, wenn wir als Kulturvolk die Höhe behaupten wollen, die wir vor dem Kriege innehatten. Um unsere Stellung auf dem Weltmarkt in Zukunft wieder erlangen und behaupten zu können, werden wir aber alle unsere Kräfte sammeln müssen, denn unsere alten Gegner haben inzwischen viele unserer Absatzgebiete erobert, und neue Konkurrenten sind erstarkt. Beim Wiederaufbau unseres Wirtschaftslebens müssen wir zwei Forderungen berücksichtigen, wenn wir erfolgreich sein wollen: höchste Wirtschaftlichkeit und stärkste Intensität in unserer Wirtschaft.

Bei der Durchführung geschäftlicher Unternehmungen in anderen Erdteilen spielt die telegraphische Nachrichtenübermittlung, die sich entweder der Kabel- oder der Funkentelegraphie bedienen kann, eine große Rolle, die in Zukunft wohl noch an Umfang und Bedeutung zunehmen wird; es ist daher auch für unsere wirtschaftliche Entwicklung erforderlich, daß wir die Technik der Nachrichtenübermittlung nach Kräften vervollkommnen; jeder übermittelte Satz muß so knapp wie möglich ausfallen, einmal um dem Unternehmen möglichst geringe Unkosten zu machen, und ferner um die vorhandenen Einrichtungen der Nachrichtenstellen (Kabel, Funkenstationen) weitgehend auszunützen.

Ein großartiges System, um die geschäftliche Nachrichtenvermittlung auf die knappste Form zu bringen, hat Galland in seinem Telegrammschlüssel für die technische Industrie geschaffen. Der Gedanke an sich, Worte, Wortverbindungen und ganze Sätze im telegraphischen Verkehr durch einige Zahlen oder Buchstaben auszudrücken, ist nicht neu, wenn auch die vorhandenen Werke, soweit sie die Technik berücksichtigen, meist englischen Ursprungs sind und z. T. als veraltet bezeichnet werden müssen; neu ist dagegen, daß hier ein deutscher, technischer Telegrammschlüssel in

vorbildlicher Anordnung und Vollständigkeit geschaffen ist. Jedes Wort, Vorbild oder Redewendnng wird durch ein aus sieben Buchstaben oder Zahlen bestehendes Schlüsselwort, von dem sich nach einem bestimmten System je zwei noch weiter auf ein Gebilde von 10 Buchstaben oder Zahlen zusammenziehen lassen, ausgedrückt.

Beim Zusammenstellen der Liste für die Schlüsselworte der einzelnen Ausdrücke und Wortverbindungen ging der Verfasser von dem Gedanken aus, ein Werk zu schaffen, das vor allem den Bedürfnissen der Industrie dienen sollte. Aus diesem Grund enthält auch der erste Teil eine recht vollständige Liste technischer Einzelausdrücke. Im zweiten Teil sind in Gruppen die einzelnen technischen Gebiete behandelt; schlagen wir z. B. die Gruppe „Dampfmaschine“ auf, so finden wir dort nicht nur eine genaue Angabe der verschiedenen Bauarten derselben, sondern auch ihre Einzelteile und Besonderheiten, kurz alles, was ein Käufer oder Verkäufer auf diesem Gebiete telegraphisch übermitteln könnte. Einen großen Vorzug besitzt dieser Teil noch dadurch, daß die einzelnen Maschinen und Maschinenteile durch kleine Skizzen erläutert werden, so daß auch der Nichttechniker mit den ihm weniger geläufigen technischen Begriffen sicher arbeiten kann. Etwa 120 Gruppen, so ziemlich die gesamte Technik, enthält dieser Teil, und die große Sorgfalt und das Geschick mit der hier die Anordnung durchgeführt ist, verdient alle Anerkennung. Im dritten Teil sind die Bezeichnungen für Maße, Gewichte, Daten, Währungen, Hochschulen, Behörden, Zeitschriften, Firmen usw. angegeben. Sehr wertvoll dürfte auch dor vierte Teil sein, der um dem Benutzer des Telegrammschlüssels die Möglichkeit zu geben, auch Telegramme nicht nur technischen Inhaltes aufzugeben, etwa 40000 allgemeine Redewendungen, kurze Sätze usw. in systematischer Anordnung enthält.

Das ganze Werk stellt eine ungeheure, fleißige Leistung dar; es ist zu wünschen, daß dieser Telegrammschlüssel in der Industrie große Verbreitung erlangt, und daß es unserm Handel gelingt, damit wieder einen neuen, blühenden deutschen Welthandel zu schaffen. Dipl. Ing. G. Sinner.

(Eingesandt 1. Dezember 1917.)

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Band 12. · 1918. Heft 6.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Dr. G. Eichhorn in Zürich, Hauptpostfach 6123,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Über Maßbezeichnungen radiotelegraphischer Sende- und Empfangsstationen.[1])

Von **Max Dieckmann.**

Der radiotelegraphischen Praxis mangeln zurzeit einfache charakteristische Maßbezeichnungen für ihre Sende- und Empfangsanlagen im ganzen und in ihren einzelnen Teilen.

Die übliche Art, die Stärke eines Senders zu kennzeichnen, besteht zurzeit darin, seine Antennenleistung zu nennen, d. h. die Anzahl von Watt anzugeben, die aus Antennenstromstärke und Antennengesamtwiderstand folgen. Da diese Angabe die Strahlungseigenschaften der Antenne nicht berücksichtigt, bietet sie für Reichweitenüberlegungen usf. keine Grundlage.

Zur Charakteristik von Empfangsanlagen begnügt man sich in der Praxis meist mit ganz allgemeinen Werturteilen.

Ich bin durch mancherlei Probleme, die mir bei meiner Tätigkeit gelegentlich der Ausbildung der Bordstationen für Zeppelinluftschiffe entgegentraten, schon seit drei Jahren vor die Notwendigkeit der Wahl einfacher Maßbezeichnungen geführt worden. Da diese Bezeichnungen sich gerade im letzten Jahr besonders gut bewährten, scheinen sie mir auch nach den Arbeiten von Austin[2]), Barkhausen[3]), Zenneck[4] u. a. der Mitteilung würdig zu sein.

Ich darf im folgenden die von mir verwendeten Definitionen nebst einigen Folgerungen kurz mitteilen.

Der größeren Klarheit wegen sei zunächst die Annahme gemacht, daß es sich um Sender handle, die ungedämpfte Wellen aussenden. Ferner sei eine gut leitende Erdoberfläche (feuchter Boden, Meerwasser) angenommen. Vernachlässigt werde eine etwaige Absorption der Energie im Zwischenmittel. Alle Aussagen seien außerdem bezogen auf eine bestimmte Wellenlänge, auf einen bestimmten Azimut und eine bestimmte Stromstärke in der Sendeantenne.

Als r^2fache Maßzahl für die Stärke einer Sendestation oder kürzer Sendezahl S ist die Anzahl von Watt angenommen worden, welche

1) Abdruck aus „Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt" 1914, Heft 1.

2) Austin, Jahrbuch der drahtl. Telegr., 5, 75, 1911.

3) Barkhausen, Jahrbuch der drahtl. Telegr., 5, 261, 1911.

4) Zenneck, Lehrbuch der drahtl. Telegr., II. Aufl., S. 294 ff.

die Station durch einen Quadratmeter senkrecht zur Strahlrichtung in r km Abstand hindurchdrückt.

Wenn man annehmen will, daß in 1 km Abstand vom Sender schon reine Strahlung herrscht, kann man sagen: Die Einheit der Sendezahl kommt der Station zu, die ein Watt durch einen Quadratmeter in einem Kilometer Abstand hindurchtreten läßt.

Bei gerichteten Antennen oder einer Umgebung mit verschiedener Bodenbeschaffenheit hat die Sendezahl für die einzelnen Azimute verschiedene Werte.

Als Maßzahl für die Güte einer Empfangsantenne oder als Empfangszahl E gilt die Größe derjenigen Fläche in Quadratmeter, aus der die Antenne sämtliche Strahlungsenergie absorbiert[1]). Die Einheit der Empfangszahl E kommt der Empfangsanlage zu, die in der Antenne gerade so viel Watt beobachten läßt, als durch 1 qm des Stationsortes hindurchtreten.

Sind die Zahlenwerte von S und E einer Sende- und Empfangsstation, die sich in r km Abstand befinden, bekannt, so ergeben sich die beim Empfang beobachtbaren Watt γ definitionsgemäß als

$$\gamma = \frac{E\,S}{r^2}\,\text{Watt} \tag{1}$$

Je nach der Empfindlichkeit der Detektoren, Telephonhörer, Galvanometer, Relais usf. existiert ein unterer Wattschwellenwert, die Empfangsschwelle Γ, bei welcher das Indikatorinstrument gerade noch sicher anspricht.

Allgemein ist für einen bestimmten Empfänger

$$\gamma = n\,\Gamma \tag{2}$$

wobei für brauchbaren Empfang $n \geqq 1$ sein muß.

Ist $n = 1$, reicht die beobachtbare Energie also nur gerade zum Empfang aus, verträgt sie keine Verminderung mehr, so befinden sich die Stationen im größten zulässigen Abstand voneinander. Dieser maximale Abstand heißt die Reichweite R in bezug auf die betreffende Sende- und Empfangsstation. Es ist demnach

$$R = \sqrt{\frac{E\,S}{\Gamma}}\,\text{km} \tag{3}$$

Aus der Anzahl n von Schwellenwerteinheiten, die in einem Abstand r beobachtet worden sind, kann man die maximale Reichweite

1) Vgl. Rüdenberg, Ann. d. Phys., **25**, 1905, 465.

in bezug auf diese Stationen als

$$R = r\sqrt{n}\,\text{km} \tag{4}$$

annehmen.

Für den Fall man nicht die Wattwerte γ, sondern die Antennenstromwerte J beim Empfang beobachtet, kann man γ durch $J \cdot W$ ersetzen, wo W den Antennenwiderstand bezeichnet. Man erhält dann, wenn man

$$\sqrt{\frac{E\,S}{W}} = K \tag{5}$$

setzt, die einfache Form der Dudellschen Regel[1])

$$J = \frac{K}{r} \tag{6}$$

Das Produkt der Größen $E\,S$, das Güteprodukt der betreffenden Sende- und Empfangsstationen, läßt sich ermitteln, wenn man die beim Empfang beobachtete Wattzahl mit dem Quadrat des Abstandes multipliziert.

Hat ein und dieselbe Empfangsstation von zwei Sendestationen mit den Sendezahlen S_1 und S_2 Empfang, so gilt für das Verhältnis zwischen beiden

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\gamma_1\,r_1^{\,2}}{\gamma_2\,r_2^{\,2}} \tag{7}$$

wobei sich die Indices entsprechend auf die Stationen beziehen.

Wird andererseits ein und dieselbe Sendestation von zwei Empfangsstationen mit den Abständen r_1, r_2 mit γ_1 resp. γ_2 Watt empfangen, so folgt für das Verhältnis ihrer Empfangszahlen

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\gamma_1\,r_1^{\,2}}{\gamma_2\,r_2^{\,2}} \tag{8}$$

Bei Stationen mit beweglichem Abstand kann man auch ohne Kenntnis des Güteproduktes aus den zu verschiedenen Orten beobachteten Watt oder Stromwerten einen Rückschluß auf die Entfernungsänderung machen. Es verhält sich

$$\frac{r_1}{r_2} = \sqrt{\frac{\gamma_2}{\gamma_1}} = \frac{J_2}{J_1} \tag{9}$$

Läßt man die eingangs gemachten Einschränkungen, daß die Sendestation nur mit ungedämpften Schwingungen arbeitet und das

1) Jahrbuch der drahtl. Telegr., 1909, 103.

Zwischenmittel keine Energie absorbiere, fallen, so treten zu den aufgestellten Beziehungen Korrektionsglieder hinzu.

Die Korrektion, die notwendig ist, für den Fall der Sender mit gedämpften Schwingungen arbeitet, ist formal unerfreulich. Bekanntlich (vgl. Zenneck, Barkhausen l. c.) ist die vom Sekundärsystem aufgenommene Energie um so kleiner, je größer das Verhältnis der Summe der Dämpfungsdekremente des Primär- und Sekundärsystems, $\mathfrak{d}_1$ und $\mathfrak{d}_2$, zum Dekrement des Sekundärsystems ist. Diese Form der Abhängigkeit verbietet, die Dämpfungskorrektur an der Sende- oder Empfangszahl ausgewertet anzubringen. Es ist vielmehr erforderlich, für alle Stationen das Dämpfungsdekrement neben der Sende- und Empfangszahl getrennt zu nennen. Bezeichnet man das Verhältnis $\frac{\mathfrak{d}_2}{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}$ mit β, so nimmt die Beziehung (1) die Form an

$$\gamma = \frac{ES}{r^2}\beta \tag{10}$$

Hat ein und dieselbe Empfangsstation mit dem Dämpfungsdekrement $\mathfrak{d}$ von zwei Sendestationen S_1, $\mathfrak{d}_1$ und S_2, $\mathfrak{d}_2$ Empfang, so geht (7) über in

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\gamma_1 r_1^2 \beta_2}{\gamma_2 r_2^2 \beta_1} \tag{11}$$

wo $\beta_1 = \frac{\mathfrak{d}_1}{\mathfrak{d} + \mathfrak{d}_1}$ und $\beta_2 = \frac{\mathfrak{d}_2}{\mathfrak{d} + \mathfrak{d}_2}$ zu setzen ist. Ebenso geht die Beziehung für den Vergleich zweier Empfangsstationen über in

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\gamma_1 r_1^2 \beta_2}{\gamma_2 r_2^2 \beta_1} \tag{12}$$

wo β_1 und β_2 die für (11) angegebene Form haben, $\mathfrak{d}$ aber das Dekrement der Sendestation bedeutet. An der Gleichung (9) wird durch die Dämpfungskorrektion nichts geändert.

Die Berücksichtigung der Absorption und Zerstreuung macht ein weiteres Korrektionsglied k erforderlich. Bei einer bestimmten Wellenlänge λ wächst k mit dem Abstand wie

$$k = e^{-Ar} \tag{13}$$

wobei A wahrscheinlich (Cohen) gleich $\frac{a}{\sqrt{\lambda}}$ zu setzen ist. A bzw. a ist zeitlich stark variabel, kann aber durch je eine ortsfeste Sende- und Empfangsstation, die mit Einrichtung für quantitativen Empfang ausgerüstet ist, unter ständiger Kontrolle gehalten werden. Der Zahlen-

wert von A ergibt sich aus

$$\gamma = \frac{E\,S}{r^2}\beta\,k_r \tag{14}$$

zwischen einem bekannten Sender und Empfänger in bekanntem Abstand als

$$A = \frac{1}{r}\lg\operatorname{nat}\left(\frac{E\,S\,\beta}{r^2\,\gamma}\right) \tag{15}$$

Die Gleichungen (11) und (12) erhalten bei Berücksichtigung der Absorption die endgültige Form

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\gamma_1\,r_1^{\,2}\,\beta_2}{\gamma_2\,r_2^{\,2}\,\beta_1}\,e^{-A(r_1-r_2)} \tag{16}$$

und ebenso

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\gamma_1\,r_1^{\,2}\,\beta_2}{\gamma_2\,r_2^{\,2}\,\beta_1}\,e^{-A(r_1-r_2)} \tag{17}$$

Für diese Vergleichsmessungen spielt also die Absorption nur eine verschwindende Rolle, für den Fall die Stationsabstände r_1 und r_2 gleich oder doch nahezu gleich groß und die jeweiligen Werte für A nicht lokal eng begrenzt sind.

Der drahtlosen Telegraphie wird mit gut definierten Stationen als Orientierungsmittel für bewegliche Stationen ein ausgedehntes Betätigungsfeld erwachsen.

Erwünscht ist, daß für alle in Frage hommenden Stationen Polardiagramme angelegt werden, in welchen die Sendezahlen für bestimmte Wellen und Antennenstromstärken nach allen Azimuten und das Dämpfungsdekrement eingezeichnet sind. Gerade die Luftschiffstationen bilden, da bei ihnen Erdungswiderstände fehlen und sie sich der Gegenstation so weit nähern können, daß die Absorptionskorrektion wegfällt, ein sehr günstiges Hilfsmittel zur Herstellung derartiger Stationsdiagramme. Großer Wert muß auf Kontrolle der Dämpfungsdekremente der Stationen gelegt werden, sowie auf die Registrierung und Erforschung des Absorptionskoeffizienten.

Zusammenfassung. Die drahtlostelegraphischen Stationen auf Luftschiffen bieten ein brauchbares Hilfsmittel zur quantitativen Charakterisierung von Sende- und Empfangsstationen. Es wird das System von Maßbezeichnungen mitgeteilt, das einer Reihe von Messungen mit Hilfe von Zeppelinluftschiffen zugrunde gelegt wurde.

Adresse des Autors: Dr. Max Dieckmann, Privatdozent an der Technischen Hochschule München.

Eine Tafel zur Wellenlängenberechnung.

(An Abac for the Calculation of Wave-Lengths.)

Von **W. Eccles.**[1])

Die Formeln, die man bei der Berechnung der Wellenlänge λ eines Schwingungskreises aus den gegebenen Werten der Selbstinduktion L und der Kapazität C des Kreises für gewöhnlich angewendet, lauten:

$$\lambda \text{ in cm} = 2\pi \sqrt{\{(L \text{ in cm})\ (C \text{ in cm})\}}$$

und:

$$\lambda \text{ in m} = 1{,}885 \sqrt{\{(L \text{ in } \mu H)\ (C \text{ in } \mu F)\}}.$$

Hier bedeutet „L in cm", daß die Selbstinduktion in elektromagnetischen Einheiten ausgedrückt wird; „C in cm" bedeutet, daß die Kapazität in elektrostatischen Einheiten ausgedrückt wird; μH bedeutet „Mikrohenry", und μF bedeutet „Mikrofarad". Man kann sonach zur Auswertung der vorstehenden Formeln jede beliebige graphische Methode zur Multiplikation zweier gegebenen Größen miteinander benutzen, wenn der Maßstab, auf dem die Produkte gewöhnlich abgelesen werden, so geteilt ist, daß er mit 2π multiplizierte Quadratwurzeln angibt. Man kennt etwa ein halbes Dutzend verschiedener graphischer Multiplikationsverfahren und hat diese auf eine Menge verschiedener Formeln im Laufe der letzten hundert Jahre (oder länger) angewandt; viele Leute haben sie zweifelsohne auch unabhängig voneinander auf die obigen Formeln angewandt; aber, so weit mir bekannt ist, ist die im folgenden beschriebene Rechentafel bisher noch nicht entwickelt worden, obgleich sie gegenüber den bekannten Typen gewisse Vorzüge besitzt.

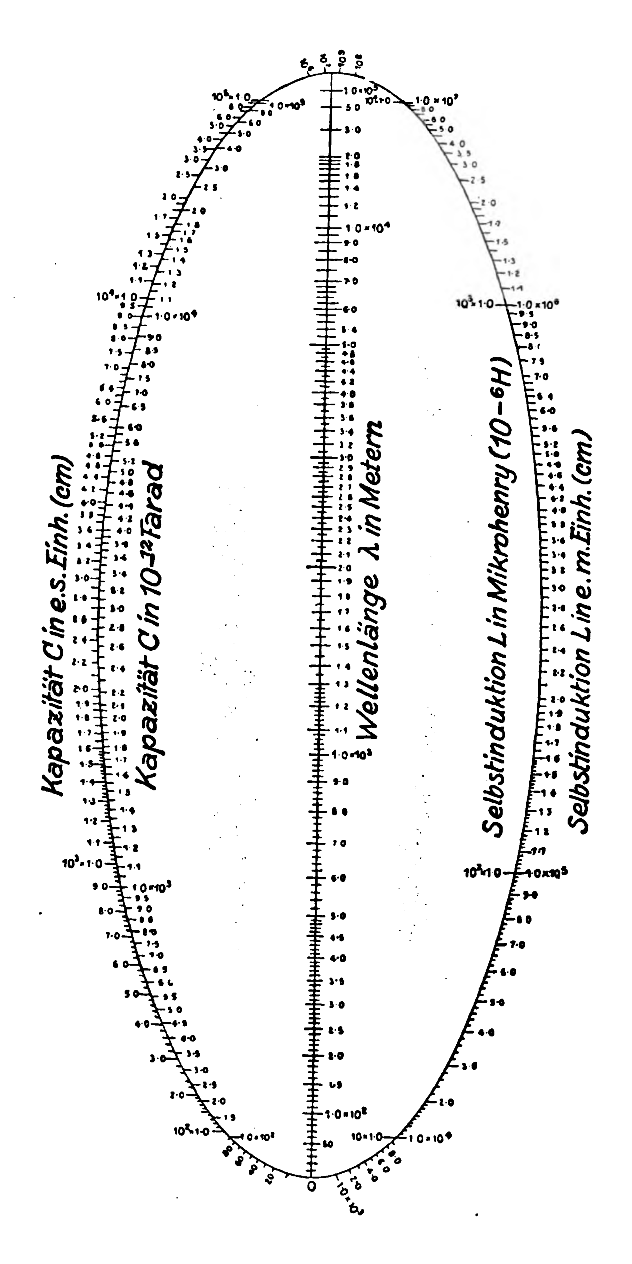
Es genügt, wenn ich von den älteren Rechentafeln ein paar Typen erwähne. Zwei ganz bekannte Formen sind Diagramme auf Koordinatenpapier, bei denen die Werte von L auf der einen und die Werte von C auf der anderen Achse aufgetragen werden. Bei gleichförmiger Teilung dieser Maßstäbe für L und C sind die Linien konstanten Produktes Hyberbeln, und man muß die einzelnen Hyperbeln so zeichnen, daß sie runden Zahlen für die Wellenlänge in Metern entsprechen, und muß sie mit eben diesen Zahlen bezeichnen. Man kann aber die Hyperbeln durch Geraden ersetzen, wenn man die

Achsen in passender Weise ungleichförmig teilt, und erhält auf diese Weise eine andere Rechentafelform. Es gibt mehrere verschiedene abgeleitete Formen der vorstehenden Art, die vielfach angewandt worden sind. Außerdem liefert logarithmisch geteiltes Koordinatenpapier offenbar Rechentafelformen.

Die Linienrechentafeln sind von den vorgenannten völlig verschieden. Bei ihnen sind drei Maßstäbe vorhanden — je einer für L, C und λ — die so angeordnet und so geteilt sind, daß die der Wellenlängengleichung entsprechenden Punkte auf einer Geraden liegen. Die nächstliegende und älteste Form dieser Multiplikationsweise besteht aus drei parallelen logarithmischen Maßstäben ähnlich denen des Rechenschiebers. Die äußeren Maßstäbe sind nach Werten von L und C geteilt, der innere Maßstab ist der Wellenlängenmaßstab und ist doppelt so eng geteilt wie die anderen, so daß er die Quadratwurzeln zieht. Bei gegebenen Werten für zwei der Größen erhält man die dritte, indem man den Schnittpunkt auf ihrem Maßstabe mit der Verbindungslinie der beiden auf den zugehörigen Maßstäben abgelesenen gegebenen Werte vermerkt. Das einfachste Verfahren, die Gerade zu ziehen, besteht darin, daß man einen feinen Faden über die Maßstäbe spannt oder eine durchsichtige Zelluloidplatte mit einer eingeritzten Geraden darüber legt. Eine andere Form einer logarithmischen Linienrechentafel besteht aus drei von einem Punkte ausstrahlenden Geraden.

Ein Nachteil aller dieser Rechentafeln bei der Anwendung auf das vorliegende Problem besteht darin, daß sie zwar für solche Werte von L, C und λ recht gute Dienste leisten, die innerhalb des Bereiches liegen, für das sie geteilt sind, daß sie jedoch, wenn man es mit verhältnismäßig großen oder kleinen Werten zu tun hat, ein gewisses Maß von Kopfrechenarbeit mit positiven oder negativen Potenzen von 10 erfordern. Es ist nicht möglich, einen einfachen logarithmischen Maßstab so anzuordnen, daß er den gesamten Umfang der in der drahtlosen Telegraphie benutzten Werte von L und C umfaßt und dabei praktisch genügend genau ist, und man kann sehr leicht bei den Quadratwurzeln der Zehnerpotenzen schwerwiegende Fehler machen.

In der in der Figur dargestellten Rechentafel sind diese Schwierigkeit und diese Gefahr umgangen worden. Sie umfaßt das ganze Gebiet der Werte von L, C und λ, dessen Verwendung in der drahtlosen Telegraphie oder im Laboratoriumsbetrieb wahrscheinlich ist. Das Bereich der Selbstinduktion erstreckt sich von 10^3 bis zu 10^9


Kapazität C in e.s. Einh. (cm)
Kapazität C in 10⁻¹² Farad
Wellenlänge λ in Metern
Selbstinduktion L in Mikrohenry (10⁻⁶H)
Selbstinduktion L in e.m. Einh. (cm)

elektromagnetischen Einheiten, d. h. von 1 Mikrohenry bis zu 1 Henry; das Bereich der Kapazität geht von 10 bis zu 10^7 elektrostatischen Einheiten, d. h. von etwa $^1/_{100000}$ Mikrofarad bis zu 10 Mikrofarad; und das Bereich der Wellenlänge erstreckt sich von 10 m bis zu 100 km. Natürlich sind die Zahlen in diesen Bereichen nicht gleich genau, das würde unmöglich sein. Nur die mittleren Teile der Maßstäbe sind sehr breit gestaltet, und diese dienen für die für gewöhnlich vorkommenden Größen von L, C und λ und vermögen die verlangten Zahlen ungefähr mit der in der Praxis erforderlichen Genauigkeit zu liefern. Die Endgebiete der Maßstäbe werden von den außergewöhnlich großen oder kleinen Werten von L, C und λ eingenommen, und die Maßstäbe werden mehr und mehr gedrängt, je weiter wir uns von den für gewöhnlich vorkommenden Werten entfernen. Die Sache ist so gedacht, daß diese äußersten Gebiete der Tafel hauptsächlich benutzt werden sollen, um die Anlässe zu Fehlern durch die Zehnerpotenzen zu beseitigen, von denen oben die Rede gewesen ist. Angenommen, es seien ein Paar extreme Werte von L und C gegeben, und wir suchten λ. Wir legen den Faden so genau an seine Stelle, wie dies angesichts des Mangels an Teilstrichen nahe den Enden der Maßstäbe möglich ist, und lesen den Näherungswert von λ ab. Nachdem wir nun die Antwort angenähert kennen, lassen wir die in der Aufgabe vorkommenden Zehnerpotenzen vollkommen außer Acht und verschieben den Faden in den mittleren offenen Teil der Maßstäbe, um die Zahlen für die Antwort genauer zu erhaltan. Wir müssen den Faden so legen, daß die bekannten Werte von L, C und λ — unter Vernachlässigung der Potenzen von 10 — wieder unter ihm liegen. Die nachstehenden Beispiele werden dies erläutern:

Beispiel 1. — Gesucht ist λ, gegeben $L = 370\ \mu H$, $C = 1650\ F \times 10^{-12}$. Auf der rechten Skala des Ovals stellen wir auf $3,7 \times 10^2$ ein und auf der linken inneren Skala auf $1,65 \times 10^3$, spannen den Faden von einer Einstellung zur anderen und lesen seinen Schnittpunkt mit dem mittleren Maßstabe ab. Dieser Punkt ist $\lambda = 1470$ m.

Beispiel 2. — Gesucht ist λ, gegeben $L = 3700\ \mu H$, $C = 16500\ F$. Der Faden geht jetzt durch die Spitze des Ovals und liefert ein Ergebnis zwischen 14500 und 15000 m. Da die Maßstäbe in der Nähe der Mitte am weitesten sind und die Genauigkeit dort besser ist, schieben wir den Faden in die Nähe von 1,5, bringen das eine Ende genau auf 3,7 auf der rechten Skala, stellen das andere auf der linken inneren Skala auf 1,65 ein und lesen auf der mittleren 1,47 ab. Mithin ist $\lambda = 14700$ m.

Beispiel 3. — Gesucht ist die Selbstinduktion, die erforderlich ist, um bei einer Kapazität von 95 cm eine Wellenlänge von 2300 m zu erreichen. Stellen wir auf 95 auf der äußeren linken Skala nahe dem unteren Ende des Ovals und auf $2,3 \times 10^3$ etwa in der Mitte des mittleren Maßstabes ein, so gibt ein gespannter Faden L als etwas größer als $1,0 \times 10^7$ elektromagnetische Einheiten an. Wir drehen den Faden um 2,3 als Drehpunkt, bis er auf der äußeren linken Skala durch 9,5 geht, also etwas oberhalb der Mitte des Ovals. Dann lesen wir die gesuchte Zahl auf der rechten Skala genau als 1,41 ab. Also ist $L = 1,41 \times 10^7$ elektromagnetischen Einheiten.

(Nach Electrican **76**, 388—389, 1915 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingesandt 18. März 1916.)

Adresse des Autors: 26 Ridgmount Gardens, London WC.

Referate.

C. H. Graf von Bressler, Eine neue Anordnung zur Darstellung von stehenden Wechselstromkurven mit der Braun-Röhre (Physik. Ztschr. **17**, 349, 1916).

Verfasser gibt folgende Zusammenfassung dieser seiner vorläufigen Mitteilung: Es wird eine neue Schaltung angegeben, durch welche man die genaue Kurve des Wechselstromes dauernd stehend auf dem Schirm der Braunschen Röhre erhalten kann.

In einer abgeglichenen Brückenschaltung besteht ein Zweig aus einem, auf dem Umfang einer synchron rotierenden Scheibe befestigten Draht, an dem eine Bürste schleift. In der Brücke, in der die Ablenkungsspulen liegen, werden dadurch periodische Stromänderungen hervorgerufen, die der Zeit proportional sind.

Es wird gezeigt, wie sich die Kurven durch ein auf dem Schirm projiziertes Achsenkreuz bequem messen lassen und wie sich die Anordnung zur Demonstration von Wechselströmen verwenden läßt. Da ja die Braunsche Röhre keine mechanische Trägheit besitzt und infolgedessen selbst zur Analyse von Hochfrequenz brauchbar ist, so ist für die auflösbare Frequenz nach der neuen Methode eine Grenze nur gegeben durch die Frequenz, bei welcher infolge der hohen Drehzahl des Motors oder Generators gerade noch ein sicherer Kontakt zwischen Draht und Schleifbrücke möglich ist. E.

(Eingesandt 15. August 1916.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Nomogramm für Schwingungszahl und Wellenlänge von Kondensatorkreisen.

Von **P. Luckey** in Elberfeld.

Hierzu Tafel II.

Zur Ersparnis von Ausrechnungen nach einer häufig vorkommenden Formel benutzt man entweder numerische Tafeln (Tabellen) oder graphische Methoden. In Zennecks Lehrbuch findet man eine Tabelle für die Formel

$$N = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mathfrak{L}\cdot\mathfrak{C}}},$$

ferner eine solche für die Formel

$$\lambda = 6\pi\sqrt{\mathfrak{C}\cdot\mathfrak{L}}\cdot 10^8 \text{ m}.$$

Lästig ist bei solchen Zahlentafeln die Einschaltung (Interpolation), da es sich um Tabellen mit zwei Eingängen handelt. Graphische Tafeln ermöglichen hingegen die bequemere Einschaltung nach dem Augenmaß. Die Genauigkeit der graphischen Tafeln kann durch hinreichend große Ausführung so weit getrieben werden, wie es der Zweck erfordert. Bei der Anwendung der eben genannten Formeln für die Schwingungszahl und für die Wellenlänge von Kondensatorkreisen ist stets nur eine mäßige Genauigkeit erforderlich. Für sie können also geeignete graphische Tafeln vorteilhaft sein.

Leider verfällt man aber immer noch zu sehr darauf, derartige graphische Tafeln in einem Netz rechtwinkliger kartesischer Koordinaten anzulegen. So anschaulich ein Kurvenbild in rechtwinkligen Koordinaten sein kann, so unzweckmäßig wäre es, eine Rechentafel, etwa für die Thomsonsche Formel, in solchen Koordinaten anzulegen. Das Netz der Parallelenscharen zu den Koordinatenachsen wäre von einer Kurvenschar durchzogen, und in diesem Liniengewirr dreier Kurvenscharen sich zurechtzufinden, ist für das Auge ermüdend und führt zu Irrtümern. Besonders die Einschaltung von Zwischenwerten nach dem Augenmaß ist hier lästig. Man greift da lieber zu den

Zahlentafeln, die ja übrigens auch nach rechtwinkligen kartesischen Koordinaten angelegt sind.

Demgegenüber sind die graphischen Methoden der modernen Nomographie, deren Ausbildung wir besonders dem Franzosen D'Ocagne verdanken, das Bequemste und Klarste, was man sich denken kann. Die Figur (Taf. II) zeigt ein Nomogramm zu den beiden genannten Formeln. Dieses Nomogramm ersetzt also die beiden genannten Tabellen des Zenneckschen Werkes und gibt noch dazu die Kapazität sowohl in Mikrofarad als auch in Zentimetern an. Die Benutzung des Nomogramms zeigt folgendes Beispiel:

Wie groß sind Schwingungszahl und Wellenlänge eines Kondensatorkreises von 6000 cm Kapazität und 6800 cm Selbstinduktion? Auflösung: Man spannt mit beiden Händen einen schwarzen Faden, den Weiser (Index), so über die Zeichnung, daß er die Skala der Selbstinduktionswerte im Punkte 6800 cm und die Skala der Kapazitätswerte im Punkte 6000 cm schneidet (siehe die punktierte Linie). Dann liest man auf dem Schnitt mit den Skalen der mittleren Achse unmittelbar ab: $N = 750\,000$, $\lambda = 400$ m.

Wie man sieht, kann man mit dem Nomogramm mit derselben Leichtigkeit finden:

Zu gegebener Schwingungszahl (oder Wellenlänge) und Kapazität die Selbstinduktion;

Zu gegebener Schwingungszahl (oder Wellenlänge) und Selbstinduktion die Kapazität.

Die Doppelskala rechts kann man zur wechselseitigen Verwandlung einer Kapazität aus einem Maß in das andere benutzen, die mittlere Doppelskala zur Ablesung der Wellenlänge zu einer beliebigen Schwingungszahl und umgekehrt.

Der Zahlenbereich des Nomogramms ist unbegrenzt, wenn man erforderlichenfalls das „Prinzip der korrespondierenden Multiplikatoren" auf die zugrunde liegenden Formeln anwendet. Nach diesem Prinzip kann man z. B. im Kopfe gleichzeitig die Werte von $\mathfrak{C}$, $\mathfrak{L}$ und λ verzehnfachen und die Werte von N durch 10 teilen, oder man kann gleichzeitig $\mathfrak{C}$ verzehnfachen, $\mathfrak{L}$ durch 10 teilen, λ und N unverändert lassen, oder man kann z. B. auch gleichzeitig $\mathfrak{C}$ verhundertfachen, $\mathfrak{L}$ unverändert lassen, λ verzehnfachen und N durch 10 teilen.

Die mathematische Grundlage des Nomogramms ist höchst einfach. Logarithmiert man die Formel

$$\frac{\lambda}{6\pi \cdot 10^8} = \sqrt{\mathfrak{C} \cdot \mathfrak{L}}$$

so erhält man

$$\log \lambda - k = \tfrac{1}{2}(\log \mathfrak{C} + \log \mathfrak{L})$$

wo k eine Konstante ist. Abgesehen von einer Verschiebung des Anfangspunktes läßt sich also $\log \lambda$ als Mittellinie eines Trapezes darstellen, dessen parallele Seiten die Werte $\log \mathfrak{C}$ und $\log \mathfrak{L}$ haben. In dem Nomogramm stellen die drei Parallelachsen die parallelen Seiten und die Mittellinie des Trapezes dar. Sie sind, wie die Skalen des gewöhnlichen Rechenschiebers, als logarithmische Skalen gezeichnet und mit den Numeris beziffert, so daß man $\mathfrak{C}$, $\mathfrak{L}$ und λ unmittelbar abliest.

Bei der Anlage des Nomogramms kann man zwei der Parallelachsen, z. B. die $\mathfrak{C}$- und die $\mathfrak{L}$-Achse, beliebig legen. An die dritte Achse ist in unserem Falle bei der Herstellung der logarithmische Maßstab so anzulegen, daß die Verbindungslinie zweier beliebiger Werte $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{L}$ die Achse im richtigen λ-Wert trifft. Z. B. gehört zu $\mathfrak{L} = 10^{-6}$ Henry $= 10^3$ cm Selbstinduktion und $\mathfrak{C} = 10^{-8}$ Farad $= 10^{-2}$ Mikrofarad Kapazität der Wert $\lambda = 60\pi$ m Wellenlänge.[1]) Große Ausführung und harmonische und übersichtliche Anordnung der Teilstriche und Bezifferungen tragen sehr zur Bequemlichkeit bei.

Die Vorteile eines derartigen „Nomogramms nach dem Prinzip der fluchtrechten Punkte" (Mehmke) brauchen nicht hervorgehoben zu werden. Nach ganz kurzer Übung werden der Techniker und der Physiker, die ohnehin an Ablesungen von ungleichförmigen Skalen gewöhnt sind, rasch und sicher mit einem guten Nomogramm arbeiten können. In vielen Fällen, wo man nicht zur Herstellung eines besonderen Rechenschiebers schreiten will, wird sich die Anfertigung eines Nomogramms lohnen, um fortwährende Ausrechnungen mit Zahlen oder mit dem gewöhnlichen Rechenschieber zu ersparen.[2])

---

1) Facettenmaßstäbe mit logarithmischer Teilung liefern Dennert und Pape in Altona.

2) Nähere Anleitung und Literaturangabe zur Nomographie findet man in Pirani, Graphische Darstellung in Wissenschaft und Technik, Sammlung Göschen. Vgl. auch P. Luckey, Kriegsnomogramme, Zeitschr. für math. u. naturw. Unterr. 1917, S. 1, Leipzig.

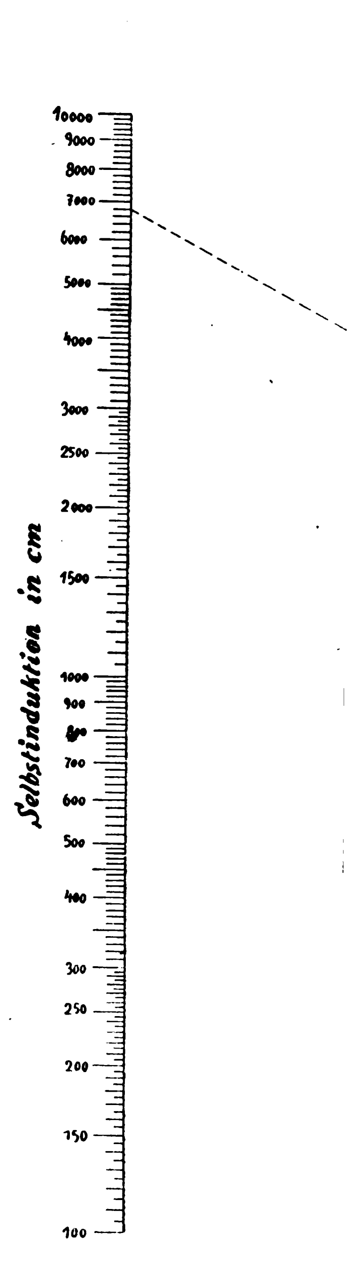
(Eingesandt 15. Januar 1917.)

Adresse des Verfassers: Leutnant d. L. Luckey, Armee-Funker-Abteilung 4, Deutsche Feldpost 352.

Jahrbuch der drahtlosen Tele

Schw

vo



Verlag von M. Krayn in Berlin

Eine Übersichtstafel für die Übermittelung ungedämpfter Wellen.

(Sustained Wave Transmission Chart.)

Von **Tyng M. Libby.**[1])

Hierzu Tafel III.

An den Radioingenieur tritt oft die Aufgabe heran, die Reichweite drahtloser Senderstationen zu schätzen und die Höhe der Luftleiter, die Wellenlänge und die Energiemenge vorauszubestimmen, die erforderlich sind, um unter normalen Verhältnissen eine gegebene Reichweite zu überbrücken. Zwar kann man auf Grund reicher Erfahrungen an einer großen Anzahl von Stationen Schätzungen anstellen, doch bin ich der Meinung, daß man durch die Berechnung dieser Faktoren mit Hilfe halbempirischer, aus der Vergleichung experimentell gewonnener Daten abgeleiteter Formeln zu größerer Annährung wird gelangen können. Um festzustellen, welche Formel die beobachteten Ergebnisse für die Signalübermittelung bei Tageslicht mit der größten Annäherung darstellt, habe ich die nachstehenden Formeln für ungedämpfte Wellen miteinander verglichen, nämlich:

Die theoretische Formel von Sommerfeld[2]):

$$I_r = 377 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d R} \sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}} \cdot e^{-\frac{0{,}0019\, d}{\sqrt[3]{\lambda}}} . \qquad (1)$$

Die halbempirische Formel von Austin[3]):

$$I_r = 377 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d R} \sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}} \cdot e^{-\frac{0{,}0015\, d}{\sqrt{\lambda}}} . \qquad (2)$$

Die halbempirische Formel von Fuller[4]):

$$I_r = 377 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d R} \sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}} \cdot e^{-\frac{0{,}0045\, d}{\lambda^{\sqrt{2}}}} . \qquad (3)$$

Die von Eccles in seinem „Handbook" angegebene Formel[5]):

$$I_r = 377 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d R} \sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}} \cdot e^{-\frac{0{,}0045\, d}{\lambda^{3/2}}} . \qquad (4)$$

---

1) Der Abteilung Seattle des Institute of Radio Engineers am 10. Juni 1916 vorgelegt.

2) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) 28, 1909.

3) Bull. Bur. Stand. 11 (1), Nov. 1914.

4) L. F. Fuller, Proc. Am. Inst. El. Eng. 34 (4).

5) Eccles, Handbook of Wireless Telegraphy und Telephony.

In diesen Formeln bedeuten I_s und I_r die Luftleiterstromstärke im Sender und im Empfänger, beide in Ampere gemessen; h_1 und h_2 die wirksamen Höhen des Sender- und Empfängerluftleiters, in Kilometern gemessen; λ die Wellenlänge und d der Abstand in Kilometern gemessen; R ist der Widerstand des Empfangssystems bei Radiofrequenz, in Ohm gemessen. Der Ausdruck $\sqrt{\frac{\theta}{\sin\theta}}$ trägt der Wirkung der Erdkrümmung Rechnung, wobei θ den Winkel darstellt, der im Erdmittelpunkte die Entfernung d überspannt. Für praktische Zwecke kann dieser Ausdruck als der Einheit gleich angesehen werden.

Die Tabelle I gibt einige der Ergebnisse wieder, die bei Empfangsversuchen zu Darien[1]) mit Hörbarkeiten gewonnen wurden, die nach den Formeln (1), (2), (3) und (4) berechnet worden waren. Die der Hörbarkeit Eins[2]) entsprechende Anzahl der empfangenen Watt wurde zu $1{,}23 \times 10^{-15}$ und die Hörbarkeit als proportional der empfangenen Stromstärke angenommen.

Tabelle I.

Senderstation	I_s Ampere	λ Met.	h_1 Met.	R Ohm	d km	Hörbarkeit				
						beob.	Gl.(1)	Gl.(2)	Gl.(3)	Gl.(4)
Arlington	60	6000	61[3])	23,2	3300	5000	1840	7780	18180	6080
Tuckerton	115	7400	120	25	3430	10000	6040	25780	68680	22360
Sayville	140	9400	80	14	3520	7500	6120	25900	74650	18780
San Diego	35	3800	55	26,5	4670	0—100	113	911	1400	547
San Francisco	40	6500	96	23,5	4820	0—1000	295	2334	8540	2020
Honolulu	60	10000	96	13,5	8500	150	16	514	6640	2440
Nauen	150	9400	120	29	9400	200	16	750	1260	4860
Eilvese	140	7400	120	25	9160	200	10	500	7030	2840

Die durch Gleichung (1) gegebenen Werte stimmen bei den kürzeren Entfernungen mit den Beobachtungsergebnissen recht gut überein. Bei den größeren Entfernungen sind die berechneten Werte so niedrig, daß sie die Schlußfolgerung Austins[4]) unterstützen, nach

1) L. W. Austin, Experiments at the U. S. Naval Radio Station, Darien, Canal Zone, Proc. Inst. Rad. Eng. 4 (3), 1916; Jahrb. 11, 125, 1916.

2) L. W. Austin, a. a. O.

3) h_1 auf Grund von Beobachtungen mit kurzer Reichweite korrigiert und annähernd gleich der halben Höhe bis zum geometrischen Mittelpunkte gefunden. h_1 für andere Stationen zu 80 v. H. der Höhe bis zum geometrischen Mittelpunkte angenommen. Wirksame Höhe des Luftleiters in Darien: 146 m.

4) L. W. Austin, a. a. O.

welcher die Gleichung (1) den allerniedrigsten Wert der empfangenen Energiemenge darstellt, und nach welcher bei größeren Entfernungen diese Mengen durch Reflektion an den oberen Schichten verstärkt werden.

Die Gleichung (3) liefert im Vergleich zu den Beobachtungsergebnissen unsinnig hohe Werte, und das mag möglicherweise von den verschiedenen Bauweisen und Handhabungsarten der Empfangsapparate usw. bei der Ableitung dieser Formel herrühren.

Die Gleichung (4) steht in engerer Übereinstimmung mit den beobachteten Werten für kurze Entfernungen als die Austinsche Formel. Bei den größeren Entfernungen sind indessen die Werte äußerst hoch. Diese Formel, wie sie von Eccles angegeben worden ist, nimmt für R einen Wert von 25 Ohm an. Bei diesen Berechnungen wurde das Glied R in die Gleichung eingeführt, wodurch der Koeffizient 4,25 in 106,25 verändert wurde.

Es muß darauf aufmerksam gemacht werden, daß an verschiedenen Stellen die Gleichungen (3) bzw. (4) als „Fullersche Gleichung" angegeben werden. Diese beiden Gleichungen stimmen keineswegs miteinander überein, und ohne einen Abdruck der Fullerschen Originalarbeit[1]) würde man nicht entscheiden können, welcher dieser beiden wirklich die „Fullersche" ist.

Von den vier Gleichungen liefert Gleichung (2) die übereinstimmendsten Werte und kann im großen Ganzen als enge Annäherung angesehen werden. Man bemerkt, daß die nach Gleichung (2) berechnete Hörbarkeit zu Arlington mit dem beobachteten Werte gut in Einklang steht. Es liegt die Vermutung nahe, daß dies daher rühren mag, daß Gleichung (2) auf Grund von Daten abgeleitet worden ist, die an jener Station aufgenommen worden waren.

Ich habe viele Hörbarkeitsversuche auf Schiffen und an Küstenstationen vorgenommen, und wenn ich auch die gewonnenen Daten nicht veröffentlichen kann, so kann ich doch feststellen, daß sich die nach Gleichung (2) berechneten Werte als in guter Übereinstimmung mit den beobachteten Werten stehend herausgestellt haben.

Eine einfache algebraische Lösung der Gleichung (2) nach den Werten für l und d ist unmöglich, weil diese Größen linear und exponential auftreten. Zu dem Zwecke, die beobachteten Ergebnisse mit der Gleichung (2) zu vergleichen unter Vorausbestimmung von λ, h_1, h_2 und I_s für eine gegebene Reichweite und zur bequemen Auflösung der Gleichung nach d, habe ich eine Übersichtstafel ange-

1) L. F. Fuller, a. a. O.

fertigt. Diese Tafel ähnelt jener für Funkensender, die mein Mitarbeiter, Herr H. G. Cordes, der Öffentlichkeit übergeben hat.[1])

Der Radiofrequenzwiderstand des normalen Empfangssystems beträgt ungefähr 25 Ohm. Nehmen wir diesen Wert an und setzen wir Gleichung (1) in englischen Einheiten an, so erhalten wir:

$$I_r = 757 \frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda d} \cdot e^{-\frac{0,0877\,d}{\sqrt{\lambda}}}, \tag{5}$$

wo I_r in Mikroampere,
I_s in Ampere,
h_1 und h_2 in Fuß,
λ in Metern,
d in Seemeilen

gerechnet wird.

Wenn wir Gleichung (5) algebraisch dividieren und logarithmisch schreiben, erhalten wir:

$$\log_{10} \frac{I_r}{757} + \log_{10} \frac{\lambda}{h_1 h_2 I_s} = \frac{0,0877\,d}{\sqrt{\lambda}} \log_{10} e - \log_{10} d. \tag{6}$$

In der Übersichtstafel ist eine Anzahl Kurven (die gestrichelten) für verschiedene Werte von I_r mit den Ordinaten $\frac{\lambda}{h_1 h_2 I_s}$ und den Abszissen

$$\log \frac{I_r}{757} + \log \frac{\lambda}{h_1 h_1 I_s}$$

gezeichnet.

Für jede einzelne Wellenlänge aus einer Anzahl solcher sind weitere Kurven (die ausgezogenen) mit denselben Abszissen gezeichnet, die durch den Ausdruck

$$-\frac{0,0877\,d}{\sqrt{\lambda}} \log e - \log d$$

mit d als Ordinaten wiedergegeben werden.

Die I_s-Kurven (die gestrichelten) sind nach den Hörbarkeiten bezeichnet, und zwar wurde dabei das schwingende Audion als Detektor benutzt und die für die Hörbarkeit Eins erforderliche Energiemenge zu $1,23 \times 10^{-15}$ Watt[2]) angenommen sowie die Hörbarkeit Eins als proportional I_r vorausgesetzt. Die für die Hörbarkeit Eins bei 25 Ohm erforderliche Stromstärke bei Verwendung des Ultraudions als Detektor ist daher $0,007 \times 10^{-6}$ Ampere.

---

1) Elektrical World 66 (23), 1915.
2) L. F. Fuller, a. a. O.

Fuller fand, daß die aufgenommene Energiemenge, die bei Verwendung eines kreisenden Tickers für die Einheit der Hörbarkeit erforderlich ist, $3{,}2 \times 10^{-10}$ Watt[1]), oder bei 25 Ohm $3{,}56 \times 10^{-6}$ Ampere beträgt. Da die Hörbarkeit sich beim Tickerdetektor proportional der Stromstärke ändert, kann man in der Übersichtstafel die Hörbarkeitskurven für diesen Detektor benutzen, wenn man die angegebene Hörbarkeit mit $\frac{0{,}007 \times 10^{-6}}{3{,}58 \times 10^{-6}}$ oder 0,002 multipliziert.

Bei Verwendung eines anderen Detektors als des Ultraudions läßt sich der Wert der Kurven als Funktion von I_r leicht aus ihren durch die Hörbarkeit ausgedrückten Werten bestimmen.

Um nach d aufzulösen, verfährt man bei einer gegebenen Senderapparatur folgendermaßen:

1. Man ermittelt $\frac{\lambda}{h_1 h_2 I_s}$.

2. Man legt diesen Wert auf der Ordinatenskala links fest und geht in horizontaler Richtung bis zum Schnittpunkt mit der gestrichelten Kurve für die gewünschte Hörbarkeit.

3. Von diesem Schnittpunkte aus geht man in vertikaler Richtung bis zur ausgezogenen Linie für die benutzte Wellenlänge.

4. Von diesem letzteren Schnittpunkt aus geht man in horizontaler Richtung nach rechts und liest den verlangten Wert von d an der Ordinatenskala rechts ab.

Soll der Wert von $\frac{\lambda}{h_1 h_2 I_s}$ vorausbestimmt werden, der erforderlich ist, um eine gegebene Reichweite zu beherschen, so verfährt man gerade umgekehrt wie bei der Bestimmung von d.

Um den Wert von I_r zu finden, wie er sich aus Gleichung (2) berechnet, geht man, wenn alle übrigen Faktoren bekannt sind, folgendermaßen zu Werke:

1. Man legt auf der Ordinatenskala rechts d fest und geht in horizontaler Richtung nach links bis zur ausgezogenen Kurve für die benutzte Wellenlänge. (Man verzeichnet die Abszisse dieses Schnittpunktes.)

2. Man ermittelt $\frac{\lambda}{h_1 h_2 I_s}$.

3. Man legt diesen Wert auf der Ordinatenskala links fest und geht von dort aus in horizontaler Richtung bis zu der bei 1. ver-

1) L. W. Austin, a. a. O.

merkten Abszisse. Die Hörbarkeitskurve, auf welcher dieser letzte Schnittpunkt liegt, gibt die verlangte Hörbarkeit. Falls dieser letzte Schnittpunkt nicht genau auf einer der gezeichneten Hörbarkeitskurve liegt, ist es eine ganz einfache Sache zu interpolieren. Um die Hörbarkeit in Mikroampere über 25 Ohm anzugeben, multipliziert man mit 0,007.

Bei Vorausbestimmungen benutze ich unter gewöhnlichen Verhältnissen einen Sicherheitsfaktor vom Zwölffachen der verlangten Mindesthörbarkeit. In Ausnahmefällen, etwa bei zwischenliegenden Bergen, bei kurzen Entfernungen, und bei Verwendung kurzer Wellenlängen würde ein Sicherheitsfaktor vom Sechzehnfachen der verlangten Hörbarkeit nicht zu hoch sein.

Die Austin-Cohensche Formel[1]) für die Übermittelung bei Tageslicht für gedämpfte Sender,

$$I_r = 4{,}25\,\frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda\, d}\cdot e^{-\frac{0{,}0015\, d}{\sqrt{\lambda}}} \tag{7}$$

stimmt, wie sich herausgestellt hat, bei Wellenlängen bis zu 4000 m aufwärts und bei Entfernungen bis zu 2000 Seemeilen aufwärts da, wo die Sender genügend lose gekoppelt waren, um nur eine einzige Welle auszustrahlen, recht gut mit den beobachteten Ergebnissen überein.

In englischen Einheiten ausgedrückt wird Gleichung (7):

$$I_r = 212\,\frac{h_1 h_2 I_s}{\lambda\, d}\cdot e^{-\frac{0{,}0877\, d}{\sqrt{\lambda}}}\,.$$

Durch Umformen und logarithmische Schreibweise erhält man:

$$\log_{10}\frac{I_r}{212} + \log_{10}\frac{\lambda}{h_1 h_2 I_s} = -\,\frac{0{,}0877\, d}{\sqrt{\lambda}}\log_{10} e - \log_{10} d\,. \tag{9}$$

Es ist zu bemerken, daß die rechte Seite der Gleichung (9) mit jener der Gleichung (6) identisch ist. Die ausgezogenen Kurven für die Wellenlängen in der Übersichtstafel sind daher für Sender mit gedämpften Wellen dieselben wie für solche mit ungedämpften.

Wäre in der Übersichtstafel eine Schaar von Kurven mit den Ordinaten $\frac{\lambda}{h_1 h_2 I_s}$ und den Abszissen $\left(\log\frac{I_r}{212} + \log\frac{\lambda}{h_1 h_2 I_s}\right)$ gezeichnet, so könnte man diese Tafel sowohl für Sender mit gedämpften Wellen verwenden als auch für solche mit ungedämpften.

1) Bull. Bur. Stand. **7** (3), 1911; **11** (1), 1914.

Herr Austin hat gefunden, daß eine Hörbarkeit gleich 16, oder 28×10^{-6} Ampere über 25 Ohm, eine gute Verständigung über atmosphärische und andere Störungen hinweg gewährleistet, wenn man den elektrolytischen oder den Perikon-Detektor benutzt.

Um die Übersichtstafel auch für den Verkehr mit gedämpften Wellen verwendbar zu machen, habe ich die Kurve in Punkten und Strichen gezeichnet, bei der der Wert von I_r zu 28×10^{-6} Ampere angenommen worden ist.

Wenn ich auch zugebe, daß weniger eine Formel als eine Theorie für die Übermittelung verlangt wird, glaube ich doch, daß weitere Daten über die Übermittelung ungedämpfter Wellen nicht unerwünscht sein dürften, und deshalb unternehme ich diesen Versuch, zu einer Betätigung nach dieser Richtung hin den Anstoß zu geben.

Zusammenfassung.

Die Übermittelungsformeln von Sommerfeld, von Austin, von Fuller und von Eccles werden mit den verfügbaren Daten verglichen. Dabei gelangt Verf. zu dem Schluß, daß die Austinsche Formel mit der größten Annäherung richtig ist. Der Verfasser teilt eine Übersichtstafel mit, mit deren Hilfe man, wenn von den sechs Größen: Wellenlänge, Höhe des Senderluftleiters, Höhe des Empfangsluftleiters, Übermittelungsstrecke, Senderstromstärke und empfangene Hörbarkeit, fünf beliebige gegeben sind, leicht die sechste erhalten kann. Zwar ist die Tafel vornehmlich für den Empfang ungedämpfter Wellen unter Verwendung des Ultraudions bestimmt, doch läßt sie sich, wie dargetan wird, auch für andere Empfänger und für den Empfang gedämpfter Wellen benutzen.

(Nach Proc. Inst. Radio Eng. **5** (1), Febr. 1917, S. 25—31, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Mai 1917.)

Adresse des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistraße 31.

Konstruktive Bestimmung der Wellenlänge aus Kapazität und Selbstinduktion.

Von **Aage S. M. Sörensen.**

Bekanntlich bestimmt sich für einen Schwingungskreis mit Selbstinduktion L cm, Kapazität C cm, die Wellenlänge in cm aus der Gleichung

$$\lambda = 2\pi\sqrt{L \cdot C}. \qquad (1)$$

falls der ohmische Widerstand vernachlässigt werden kann. In einer früher im Jahrbuch[1]) erschienenen Arbeit, hat der Verf. diese Gleichung analytisch-stereometrisch behandelt, und hierdurch ein Verfahren zur graphischen Bestimmung der Wellenlänge aus Kapazität und Selbstinduktion abgeleitet. Die Gleichung stellt in einem dreidimensionalen Koordinatensystem eine Kegelfläche dar, und zwar ist dieser Kegel elliptisch (schief cirkulär). Die Spitze liegt im Anfangspunkt, aber die Verbindungslinie zwischen Spitze und Zentrum eines Kreisschnittes ist nicht senkrecht zu der Ebene des Kreises. In der früheren Arbeit wurden verschiedene ebene Schnitte in dieser Kegelfläche behandelt. So sind z. B. die Schnitte parallel zu $\lambda\,C$- oder $\lambda\,L$-Ebene die gewöhnlichen Wellenmesser-Eichkurven. Schnittebenen durch die λ-Achse, senkrecht zur LC-Ebene wurde für das genannte graphische Verfahren verwendet, während Schnitte parallel zur LC-Ebene, welche die Hyperbeln

$$L \cdot C = \frac{\lambda^2}{4\,\pi^2} = k \qquad (2)$$

geben, von Rein[2]) benutzt worden sind zur Herstellung einer Wellenlängekarte, indem die Hyperbeln in logarithmische Koordinaten nach der Gleichung

$$\log L + \log C = \log k$$

durch Geraden dargestellt werden. In Fig. 1 ist die Fläche durch mehrere derartige Schnitte stereoskopisch dargestellt.

1) Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie, Bd. 6, 1913, S. 429.
2) H. Rein: Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 1917. Tafel 1.
3) E. T. Z., 1917, Heft 38.

In einer Abhandlung, die vor kurzem in der Elektrotechnischen Zeitschrift erschien[3]), hat der Verf. auch Schnitte zwischen den Kegelflächen und Ebenen, die senkrecht zur LC-Ebene sind, aber nicht durch die λ-Achse gehen behandelt und dadurch ein Verfahren zur konstruktiven Bestimmung der Wellenlänge aus Kapazität und Selbstinduktion abgeleitet, das im folgenden beschrieben werden soll.

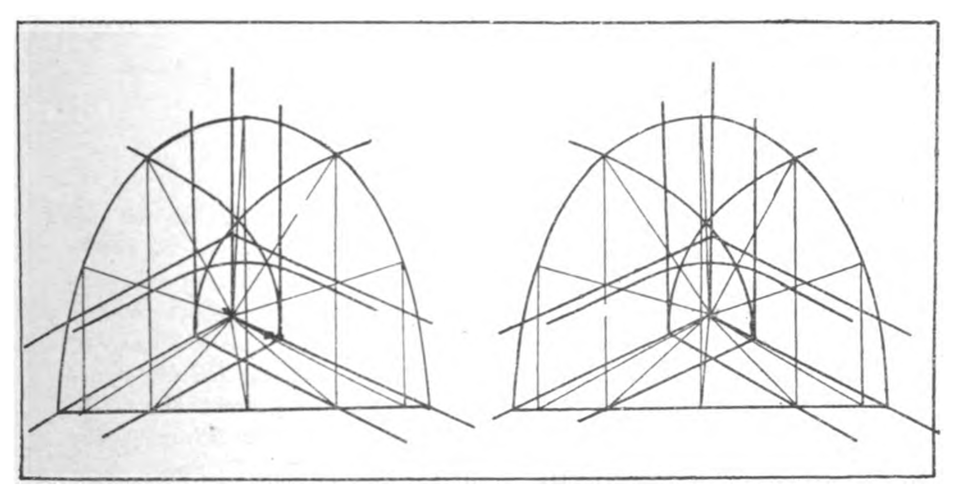


Fig. 1.

Wir betrachten zunächst eine Schnittebene senkrecht zur LC-Ebene, die mit den λL- und λC-Ebenen Winkel von 45^0 bildet, also von der Gleichung

$$L + C = K. \tag{3}$$

Die Schnittkurve ist eine Ellipse. Die eine Achse ist die Spurlinie RS in der LC-Ebene (Fig. 2). Hat der Mittelpunkt M die Koordinaten $L = C = a$ ist die Halbachse also $= a\sqrt{2}$, die andere Halbachse ist die λ-Koordinate in M also

$$= \lambda = 2\pi\sqrt{a \cdot a} = 2\pi a,$$

so daß die Exzentrizität der Ellipse

$$\varepsilon = \frac{a\sqrt{2}}{2\pi a} = \frac{1}{\pi\sqrt{2}}$$

ist. Dreht man die Schnittebene um irgend eine senkrechte Gerade (∦ der λ-Achse), so erhält man Schnittellipsen von einer anderen Exzentrizität. Für eine gewisse Stellung der Schnittebene wird die Exzen-

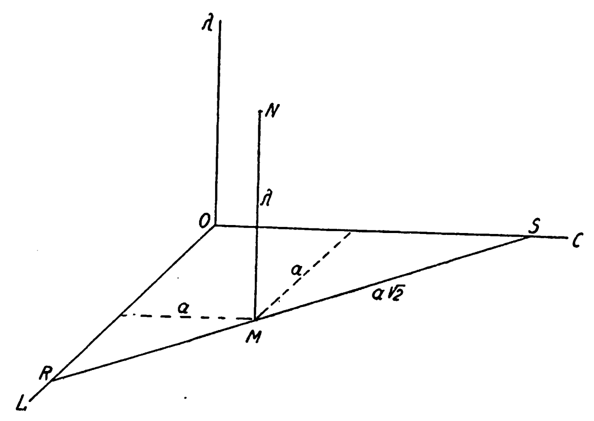


Fig. 2.

trizität $=1$, die Kurve also ein Kreis. In Fig. 3 sei RS die Spurlinie dieser Ebene. Die Schnittkurve ist um RS gedreht bis sie in der LC-Ebene liegt. Der Kreis hat den Halbmesser RS und geht

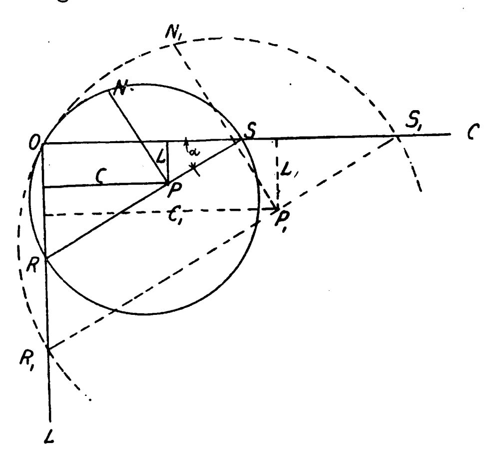


Fig. 3.

durch O. Hat man ein für allemal die Richtung von RS bestimmt, (also den Winkel α) kann man durch eine leichte Konstruktion für jedes gegebene C und L die zugehörigen λ bestimmen. Durch den Punkt P_1

(Fig. 3) mit dem gegebenen L und C-Koordinaten zieht man $R_1 S_1 \mp RS$ und $P_1 N_1 \perp R_1 S_1$ in P_1, zeichnet einen Halbkreis über $R_1 S_1$ (durch O gehend) der $P_1 N_1$ in N_1 schneidet. Dann ist $P_1 N_1 = \lambda$. Der Winkel α läßt sich leicht aus der Fig. 3 bestimmen. Es ist nämlich:

$$C = \overline{RP} \cos \alpha \quad \text{und} \quad L = \overline{PS} \sin \alpha$$

ferner

$$\lambda^2 = \overline{RP} \cdot \overline{PS} = 4\pi^2 \cdot L \cdot C$$

also

$$\lambda^2 = \overline{RP} \cdot \overline{PS} = 4\pi^2 \cdot \overline{RP} \cos \alpha \cdot \overline{PS} \sin \alpha = 2\pi^2 \cdot \overline{RP} \cdot \overline{PS} \cdot \sin 2\alpha$$

$$\sin 2\alpha = \frac{1}{2\pi^2} \qquad 2\alpha \sim 3^0$$

$$\alpha = 1{,}5^0$$

Da der Winkel zu klein ist, um mit ausreichender Genauigkeit gezeichnet werden zu können, eignet sich diese Konstruktion jedoch nicht für praktischen Gebrauch. Die zuerst betrachteten Schnitte, die Winkel von 45^0 mit den senkrechten Bildplänen bilden ($\alpha = 45^0$) haben den Vorteil, daß die Spurlinie äußerst einfach bestimmt ist, wogegen in diesem Falle die elliptische Schnittkurve keine einfache Bestimmung des Ordinats erlaubt. Dieses wird aber erreicht, wenn man den Maßstab für λ ändert. Setzen wir nämlich

$$\lambda = \pi \sqrt{2} \cdot Z = 2\pi \sqrt{LC}$$

so wird

$$z^2 = 2LC.$$

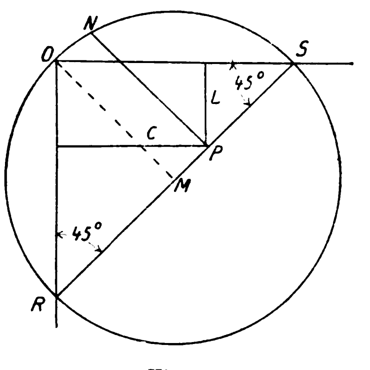


Fig. 4.

Diese Fläche ist ein Umdrehungskegel, und die Schnitte mit den Ebenen

$$L + C = K$$

sind Kreise. Nach Niederlegung des Kreisschnittes in die LC-Ebene erhält man die Fig. 4, worin die Bezeichnungen die gleiche Bedeutung haben wie in Fig. 3, bloß das PN jetzt nicht $= \lambda$ sondern

$$\overline{PN} = z = \frac{\lambda}{\pi\sqrt{2}}$$

ist, also

$$\lambda = \pi \sqrt{2} \cdot \overline{PN}$$

und

$$\angle ORS = 45^0;$$

die Konstruktion bleibt sonst dieselbe wie oben beschrieben und in Fig. 3 dargestellt; und $\overline{PN}$ kann direkt als Maß für λ benutzt werden, wenn man sich erst einen entsprechenden Maßstab konstruiert. Aus Fig. 4 läßt sich auch leicht ein plangeometrischer Beweis für die Richtigkeit der Konstruktion ableiten.

Es ist nämlich

$$\overline{PR} = C\sqrt{2} \quad \text{und} \quad \overline{PS} = L\sqrt{2}$$

und

$$\overline{PN}^2 = \overline{PR} \cdot \overline{PS}$$

also

$$\overline{PN}^2 = C\sqrt{2} \cdot L \cdot \sqrt{2} = 2\,CL$$

oder

$$2\,\pi^2 \cdot \overline{PN}^2 = 4\,\pi^2 \cdot L \cdot C = \lambda^2$$

i. e.

$$\lambda = \pi\sqrt{2} \cdot \overline{PN}. \quad q \cdot e \cdot d.$$

Maßstabänderungen im Verhältnis nach ganzen Potenzen von 10 sind auch leicht durchzuführen.

Ist nämlich

$$C = c \times 10^n$$
$$L = l \times 10^{n+2p}$$

so wird

$$\lambda' = 2\,\pi\sqrt{c \cdot 10^n \cdot l \cdot 10^{n+2p}} = 2\,\pi \cdot 10^{n+p}\sqrt{c \cdot l}.$$

d. h. das Diagramm bleibt unverändert bei Maßstabänderungen nach Potenzen von 10 im Verhältnis:

$$n:(n+2p):(n+p).$$

Die Fig. 5 zeigt eine Wellenlängekarte, bestehend aus mehreren niedergelegten Kreisschnitten, mit den zugehörigen Maßstäben. Für

praktische Zwecke zeichnet man die Karte auf Millimeterpapier. Die Spurlinie und die hierauf senkrechten Ordinaten, lassen sich dann ohne

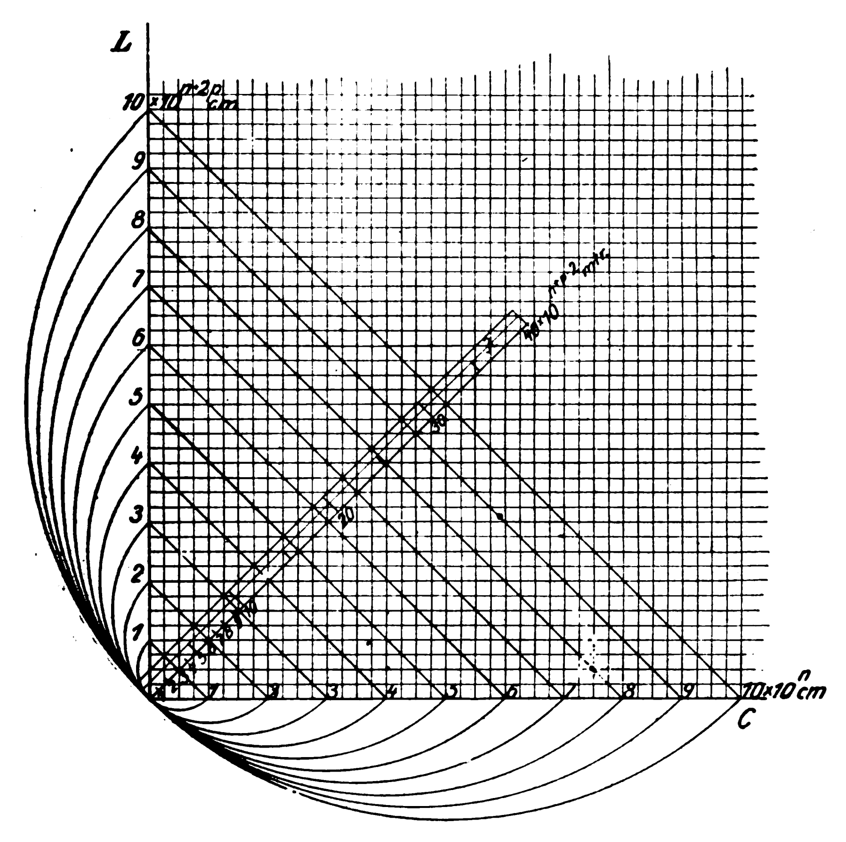


Fig. 5.

besondere Konstruktion längs der Diagonale des Koordinatennetzes einlegen, so daß bloß die Kreise zu zeichnen sind.

(Eingegangen 30. November 1917.)

Adresse des Autors: Oberingenieur Aage S. M. Sörensen, Berlin-Lichterfelde, Marienstr. 12.

Über das Wesen und die Ausschaltung von Störungen[1].

Eine auf Veranlassung der Niederländisch-Ostindischen Telegraphenverwaltung unternommene Untersuchung.

Von **Cornelis J. De Groot.**

Inhaltsangabe. Nach einer allgemeinen Erörterung der Vorzüge der drahtlosen Telegraphie und der Telegraphie mittels Unterseekabels werden einige Stationen des Niederländisch-Ostindischen Dienstes beschrieben. Alsdann geht der Verfasser auf eine Einteilung und Analyse der Störungen ein und beschreibt einige Verfahren zu ihrer Ausschaltung. Die täglichen Änderungen der Störungen und ihre Änderungen mit der Jahreszeit werden ausführlich beschrieben, und es wird dargetan, daß diese die Ecclessche Theorie tropischer Gewitter als Ursprung aller Störungen nicht stützen.

Vergleichung zwischen drahtlosem und Kabelverkehr in den Tropen.

Eine der störendsten Erscheinungen, denen man beim drahtlosen Verkehr auf große Entfernungen begegnet, wo die Signale für gewöhnlich schwach sind, und wo ihre Stärke veränderlich ist, bilden die atmosphärischen Störungen. Diese beeinträchtigen den drahtlosen Verkehr während des Sommers in gemäßigtem Klima ernstlich. Ihre Größe wächst in den Tropen in überwältigendem Maße, besonders in jener Jahreszeit, wenn die Sonne ihren höchsten Stand erreicht, und dann ist es für den Radioingenieur eine überaus schwierige Aufgabe, den Verkehr herzustellen und aufrecht zu erhalten. Besonders ungünstig ist unter solchen Verhältnissen der Vergleich zwischen den Kosten der Unterhaltung und der Zuverlässigkeit des drahtlosen Verkehrs einerseits und jener mittels Unterseekabels andererseits.

Die Niederländisch-Ostindische Telegraphenverwaltung hat bereitwillig die schwierige Aufgabe auf sich genommen, den drahtlosen Verkehr auf regelmäßiger Grundlage in einem tropischen Klima einzurichten. Besondere Umstände schrieben die Wahl des drahtlosen Betriebes vor, wobei die Ausführbarkeit eines solchen Verkehrs selbst unter so ungünstigen Verhältnissen angenommen wurde, wie sie in den Tropen vorliegen.

Diese Umstände sind die folgenden:

a) Der Ostindische Archipel besteht aus einer großen Anzahl von Inseln, die durch Meerengen und Meere von gewaltiger Tiefe von ein-

1) Auszug aus einer im Institute of Radio Engineers, New York, vorgetragenen Arbeit.



ander getrennt sind, wobei Tiefen von 3600 m ganz gewöhnlich sind. In dieser Gegend sind Erdbeben und ähnliche Störungen des Meeresbodens häufig, und die Küstenlinie steigt steil an. Solche Verhältnisse sind für das Arbeiten mit Unterseekabeln nicht günstig, denn sie machen Ausbesserungen in so großen Tiefen schwierig und zuweilen unmöglich. Die große Ausdehnung des Archipels, die in der Länge nahezu 5000 km beträgt, würde es erforderlich machen, zwei Kabeldampfer mindestens jederzeit in Bereitschaft zu halten, und die große Häufigkeit von Erdbeben und Meeresstörungen ähnlichen Charakters würde häufige Brüche zur Folge haben.

b) Drahtlose Stationen bieten überdies den Vorteil, den Verkehr mit Schiffen auf See zu unterhalten.

c) Ein weiterer Grund dafür, an das Unternehmen heranzutreten, einen zuverlässigen drahtlosen Dienst in diesem Tropengebiet einzurichten, lag in der anscheinenden Geringfügigkeit des Risikos, wenigstens zu Beginn des Unternehmens. Die Telefunkengesellschaft in Berlin ging mit der Niederländischen Regierung einen Vertrag über die Errichtung der Stationenkette ein, und zu der Zeit, da dieser Vertrag geschlossen wurde, kannte man auf Grund langjähriger Erfahrung die Kosten für die Einrichtung, die Unterhaltung und die Ausbesserung von Unterseekabeln. Der Vergleich zwischen dem drahtlosen und dem Kabelverkehr erschien recht günstig und ein Wettbewerb zwischen beiden nicht unmöglich. Die Stationen haben sich durch den strategischen Wert, den sie, wie sich im Verlaufe des gegenwärtigen Krieges gezeigt hat, besitzen, reichlich bezahlt gemacht.

Andererseits war die Notwendigkeit, diese Stationen so zu vergrößern, daß sie das Sechs- bis Achtfache ihrer gegenwärtigen Energiemenge ausstrahlen, der finanziellen Vergleichung zwischen drahtlosem und Kabelverkehr durchaus ungünstig und für den drahtlosen Dienst nachteilig.

Trotzdem bin ich überzeugt, daß bei Verwendung neuzeitlicher drahtloser Apparate, und wenn die Freiheit besteht. unabhängig von den Wünschen des Unternehmers geeignete Örtlichkeiten zu wählen, der drahtlose Verkehr jenem mittels Unterseekabels unter gewissen bestimmten Bedingungen stets vorzuziehen sein wird.

Die Arbeitsbedingungen in den Tropen.

Die systematische Untersuchung über die Ausbreitung der ausgestrahlten Energie und das Wesen der Störungen ist für den Wissenschaftler von großem Interesse. In der vorliegenden Veröffentlichung

wird nur jener Teil dieser Arbeit zusammengefaßt, der sich unmittelbar mit den Störungen beschäftigt. Die geographische Lage der Stationen ist folgende:

Es handelt sich um die Stationen Landangan 7° 40′ südlicher Breite und 114° östlicher Länge im östlichen Teile der Hauptinsel und um zwei weitere Stationen in Oiba und Noesanivé, die nur Regierungssitze zweiten Ranges sind. Die ausführende Firma hatte es übernommen, einen dauernden Verkehr zwischen Landangan und Oiba, 1090 km, und von Oiba nach Noesanivé, 890 km, herzustellen. Die Versuche wurden aber in der Richtung erweitert, daß sie auch den nicht garantierten unmittelbaren Verkehr zwischen Landangan und Noesanivé, 1620 km, umfaßten.

Alle drei Stationen waren nach demselben Plan gebaut und hatten dieselbe Leistung; und zwar wurde die tönende Löschfunkenanlage der Telefunken-Gesellschaft benutzt nach dem sog. Normaltyp 5 T. K. (d. h. mit 5 Kw im Luftleiter). Der primäre Antrieb erfolgte durch eine Gasolinmaschine, System Deutz, von 28 HP, die mittels komprimierter Luft angelassen wurde und durch Riemenübertragung einen Generator und Erreger von 10 Kw und 5000 Touren antrieb. Der Generator speiste den Umformer von 220 auf 12500 Volt mit geschlossenem Kern, und dieser lud eine Gruppe Leidener Flaschen auf. Letztere entluden sich nahezu 1000 mal in der Sekunde durch eine luftgekühlte Wiensche Funkenstrecke mit Silberoberfläche, die sich aus 14 hintereinandergeschalteten Strecken zusammensetzte. Da das Generatorsystem in der Nähe der Resonaz betrieben wird, entsteht im Empfangssystem ein hoher Ton.

Der Luftleiter und die geschlossenen Schwingungskreise waren eng und unmittelbar gekoppelt, und es konnte leicht jede der vier zuvor bestimmten Wellenlängen ausgestrahlt werden. Diese Wellenlängen betrugen 600 m für den Verkehr zwischen Schiffen und der Küste sowie 1200, 1600 und 2300 m für den Verkehr auf große Entfernungen. Es stellte sich heraus, daß die Wellenlänge von 1600 m für den unmittelbaren Verkehr zwischen den drei Hauptstationen, namentlich zur Tageszeit, die wünschenswerteste war. Bei Nacht war die Wellenlänge von 600 m, die bei Tage nicht wünschenswert war, annähernd ebensogut wie die Wellenlänge von 1600 m.

Nach Vorversuchen mit Wellenlängen bis hinauf zu 3500 m entschieden sich die Unternehmer dafür, die Wellenlänge von 1600 m als Betriebswellenlänge bei Tage und bei Nacht zu nehmen.

Die längeren Wellen wurden von einer vierdrähtigen Schirm-

antenne, oder vielmehr von einer X-förmigen Antenne, mit einer Gegenerde aus 12 kupferplatierten Stahldrähten ausgestrahlt.

Sowohl die Luftleiter wie das Gegengewicht (das auf die durchschnittliche Höhe von 60 m gehoben wurde) wurden von einem in der Mitte angeordneten stählernen Gitterturm von 85 m Höhe getragen. In zwei von den drei Stationen waren die Masten und Türme von einander und von der Erde durch Glasplattenisolatoren isoliert, aber in der Station Noesanivé machten häufige Erdbeben es notwendig, diese Bauart zu vermeiden, und hier wurden der Turm und die Masten alle unmittelbar miteinander verbunden. Der Flächenraum aller Stationen betrug 220 bei 440 m, und der Turm stand im Mittelpunkte der rechteckigen Fläche. Vier weitere nur 16 m hohe Masten waren in den Ecken vorgesehen, um das Halten der vier Luftleiterdrähte zu ermöglichen. Diese vier Masten trugen auch acht von den Drähten des Gegengewichtes. Vier 7 m hohe Stangen trugen die übrigen vier Drähte des Gegengewichtes. Die Grundwellenlänge des großen Luftleiters beträgt ungefähr 1100 m, und seine Kapazität bei 1600 m Wellenlänge war ungefähr 0.00266 Mf. Die entsprechenden Zahlen für die kleineren Luftleiter waren 450 m für die Grundwellenlänge und 0,00156 Mf für die Kapazität. Es wurde im Luftleiter eine Leistung von ungefähr 4 Kw für die Wellenlänge 600 m und von 5 bis 7 Kw für die größeren Wellenlängen gemessen.

Für den Empfang war die normale Empfangsanordnung der Telefunken-Gesellschaft mit Kristalldetektor vorgesehen. Sie besteht aus einem abstimmbaren Luftleiterkreis und einem mit diesem magnetisch und eng gekoppelten aperiodischen Sekundärsystem. Das Sekundärsystem enthielt den Kristallgleichrichter und das Telephon. Die in der Praxis angewandte Koppelung ergab das lauteste Ansprechen des Telephons, d. h. die Koppelung war die sog. „ökonomischste", bei welcher die Hälfte der Luftleiterenergie in nutzbare Energie im Detektor umgewandelt wird. Somit wird die höchstmögliche Energieumwandlung erreicht.

Dieses Verfahren liefert zwar die größte Signalstärke und daher die größte Reichweite für die Übermittelung, sie ist aber von zweifelhaften Wert, wenn die Ausschaltung störender Signale oder atmosphärischer Störungen in Betracht kommt, da die Dämpfung des Luftleiters gegenüber jener des unbelasteten Luftleiters verdoppelt wird. Die Selektivität wird daher verringert, und der Detektorkreis ist zu eng mit dem Luftleiterkreise gekoppelt und nimmt die übertragenen

und erzwungenen Schwingungen, wie die Störungen im Luftleiter, auf, oder spricht auf sie an.

Was das Geben anlangt, so erwies sich der große Luftleiter mit Gegengewichtserde für alle vier Wellenlängen als das Günstigste. Für den Empfang dagegen erhielt man die besten Ergebnisse bei Verwendung einer leitenden Erde, und zwar betrug der relative Vorteil beim Empfang nicht weniger als 50 % im Vergleich zur Gegengewichtserde.

Die Detektoren waren solche mit Siliziumkristallen, und es wurden keinerlei Vorsichtsmaßregeln zur Vermeidung der in diesem Teile der Erde herrschenden gewaltigen Störungen getroffen.

Außer den zwischen den drei bereits erwähnten Stationen angestellten Versuchen wurden noch einige Versuche mit der Station in Aer-Melek (von derselben Bauart wie die drei vorgenannten Stationen, aber nur mit der halben Leistung), mit Kriegsschiffen und mit einer kleinen altmodischen Station auf Batavia ausgeführt.

Einteilung und Ausschaltung der Störungen.

Wie in der Praxis der drahtlosen Telegraphie allgemein bekannt, erzeugen diese Störungen im Telephon des Telegraphisten ein zischendes, knackendes oder rasselndes Geräusch und rühren nicht von anderen Stationen oder elektrischen Kraftanlagen in der Nachbarschaft her, sondern werden durch den Äther fortgepflanzt und daher in derselben Weise aufgenommen wie die an anderen Punkten entstehenden Signale. Der Ursprung der Störungen ist in vielen Fällen vollkommen klar erkennbar, in anderen Fällen aber kaum nachweisbar. Im allgemeinen sind Störungen am schlimmsten zur Nachtzeit und in den Tropen, und ihre Stärke und ihr Charakter sind eine Funktion der Tages- und der Jahreszeit. Am meisten wird man durch Störungen während jener Monate belästigt, in denen die Sonnenhöhe am größten ist, und infolgedessen treten die Perioden mangelhafter Nachrichtenübermittelung nicht auf der ganzen Erde gleichzeitig auf. In den Tropen ist die ungünstigste Zeit die des Westmonsuns oder Passatwindes, die etwas später ist als jene der größten Sonnenhöhe. Die Perioden des Störungsmaximums fallen zusammen mit jenen ausgesprochenen Schwächerwerdens und ausgesprochener Abnahme der Signalstärke bei Tage. An einigen der Empfangsstationen geht diese Abnahme soweit, daß die Signale unhörbar werden. Indessen waren die nächtlichen Störungen nicht viel schlimmer als die während des Nachmittags auftretenden, und bei den benutzten Wellenlängen stiegen die nächtlichen Signale in dieser

Gegend der Erde auf eine Hörbarkeit von mindestens 1000 und wurden somit mehr als dreißigmal so stark wie die besten Signale bei Tage. Infolgedessen war es möglich, die verzögerten Nachrichten bei Nacht durchzugeben, indem man mit sehr geringen Geschwindigkeiten arbeitete und die Nachrichten mitunter bis zu sechsmal wiederholte. Auf diese Weise wurde unter außerordentlicher Belastung der Telegraphisten keine Nachricht um mehr als 48 Stunden verzögert. Wie ersichtlich sein wird, darf man, wenigstens bei den bestehenden Stationen, einen Verkehr von einer Zuverlässigkeit desselben Grades, wie sie bei den Unterseekabeln vorhanden ist, nicht erwarten. Immerhin arbeiteten die Stationen während der günstigen Jahreszeit zufriedenstellend, und man konnte während eben dieser Jahreszeit mit derselben Zuverlässigkeit und derselben Geschwindigkeit rechnen wie bei Unterseekabeln.

Während der ungünstigsten Zeiten war für eine ausreichende Verständigung ein sechs- bis achtmal so großer Energieaufwand erforderlich wie in der günstigen Jahreszeit. Selbst bei Anwendung dieser gesteigerten Energiemenge gab es täglich ein paar Stunden, während derer der Betrieb eingestellt werden mußte, weil es unmöglich war, die allerschlimmsten Störungen und Gewitter auszuschalten. Die Beobachtungen wurden so angestellt, daß sich eine Einteilung der Störungen nach folgenden Gesichtspunkten ergab: a) nach der Größe der Unzuträglichkeiten, zu denen sie führten, und nach dem Maße, indem sie den Verkehr beeinträchtigten (hauptsächlich im Hinblick auf Lautstärke und Häufigkeit der Wiederkehr); b) nach der scheinbaren Verschiedenheit ihrer Beschaffenheit oder ihrer elektrischen Merkmale, so daß danach eine Bestimmung ihres Ursprungs ermöglicht wurde; c) danach wurden eingehende Versuche eingeführt, um die einzelnen Klassen wie sie unter (b) genannt sind, von einander zu scheiden.

A) Einteilung der Störungen nach der Lautstärke und nach der Häufigkeit ihrer Wiederholung.

Die hier in Frage kommenden Größen wurden von den Telegraphisten in der Regel zweimal stündlich im Einklang mit einer weiter unten angegebenen Skala der Werte schätzungsweise ermittelt. Gleichzeitig wurden die Bewölkung in der Umgebung der Station, die Temperatur, der Feuchtigkeitsgrad, der Luftdruck, die Windrichtung und die Windstärke festgestellt. Die Skala der Werte ist eine Skala für den praktischen Verkehr und soll im Hinblick auf die tatsächlichen Betriebsverhältnisse dienen. Die Skala lautet folgendermaßen:

0. *Keine Störung.* — (Dieser Fall trat niemals ein.)

1. *Schwache Störungen.* — Die Stärke dieser Störungen war so groß, daß sie einer Lautstärke bei 100 Ohm Nebenschluß zu einem Telephon von 1000 Ohm Widerstand entsprach. Eine solche Hörbarkeit wird gewöhnlich als eine „zehnfache Hörbarkeit" bezeichnet. Ein Signal von dieser Lautstärke werden wir fortan als ein Normalsignal bezeichnen.

2. *Mittlere Störungen.* — Solche Störungen waren zwar beim Empfang des Normalsignals bis zu einem gewissen Grade lästig, gestatteten aber immerhin noch den Verkehr.

3. *Starke Störungen.* — Solche Störungen waren zwar lästig, unterbanden aber den Verkehr nicht gänzlich.

4. *Heftige (oder sehr heftige) Störungen.* — Solche Störungen machten den Verkehr mit dem Normalsignal ganz unmöglich, gestatteten aber das Arbeiten mit sehr starken Signalen (mit einer Hörbarkeit zwischen 500 und 1000).

5. *Überwältigende Störungen und Gewitter.* — Derartige Störungen machten natürlich einen Verkehr ganz unmöglich, wurden aber fast niemals wahrgenommen.

Die folgenden Signalstärken sind wünschenswert, wenn man 1000 Funken in der Sekunde im Sender und eine gewöhnliche Übermittelungsgeschwindigkeit von 12 Wörtern in der Minute anwendet:

Klasse 1: Signale von 10facher Hörbarkeit (100 Ohm parallel zu einem Telephon von 1000 Ohm);

Klasse 2: Signale von 20- bis 30facher Hörbarkeit;

Klasse 3: Signale von 60facher Hörbarkeit;

Klasse 4: Signale von 250- bis 500facher Hörbarkeit.

Neben der angegebenen Einteilung der Störungen nach den Stärkegraden 0 bis 5 wurden diese atmosphärischen Störungen von Zeit zu Zeit (wenn sie sehr laut waren) mittels eines Kelvinschen Heberschreibers, wie man ihn bei der Telegraphie mit Unterseekabel benutzt, auf ein laufendes Papierband aufgezeichnet. Bei der Betrachtung dieses Papierbandes ergibt sich klar, daß im Jahresdurchschnitt nachmittags die atmosphärischen Störungen Anlaß zur Entstehung elektromotorischer Kräfte von mehreren Volt im Detektor geben.

Störungen der ärgsten vorkommenden Gruppe (also solche, die in die Klassen 4—4,5 fallen würden) zwangen den Schreibheber, vom Papierstreifen abzuweichen und müssen im Detektor gleichgerichtete Ströme von der Größenordnung von etwa 3000 Mikroamp. erzeugt haben.

Angesichts der Tatsache, daß das Normalsignal von zehnfacher Hörbarkeit in der Registrierspule nur 0,15 Mikroamp. hervorbrachte, und daß ein Signal von 500facher Hörbarkeit (wie es fast bei allen Störungen empfangen werden konnte) nur 7 Mikroamp. erzeugte, ist es geradezu erstaunlich, daß sich die Signale durch die Störungen hindurch so leicht aufnehmen lassen, wie es der Fall ist. Die Überlegenheit musikalischer Signale liegt auf der Hand, denn solche lassen sich aus Geräuschen herausschälen, die in den Spulen des Schreibapparates oder im Telephonempfänger Gleichströme erzeugen, deren Stärke 400- bis 500mal so groß ist wie jene des dem eigentlichen Signal entsprechenden.

Diese sehr starken atmosphärischen Störungen haben zur Folge, daß manche Wörter verloren gehen. Es ist indessen klar, daß ein Signal, welches durch alle Störungen hindurchdringt und eine 500-fache Hörbarkeit besitzt, auf dem Papierstreifen einen Ausschlag von nur 0,02 mm ergibt und daher nicht wahrnehmbar ist. Andererseits stellten dauernde knackende atmosphärische Störungen geringer Amplitude, die zu keinerlei Ausfall von Signalen führten, noch Störungen dar, die 20mal so stark wie Signale von 500facher Hörbarkeit oder noch stärker waren. Hieraus ergibt sich abermals klar die Überlegenheit musikalischer Signale.

B) Einteilung der Störungen nach ihrer elektrischen Natur und ihrem Ursprung.

Die *Stärke* der Störungen und die *Häufigkeit ihrer Wiederkehr* waren die wichtigsten Faktoren vom Standpunkte des Technikers aus, denn sie bestimmten die im Empfänger erforderliche Signalstärke und somit den Energieaufwand an der Senderstation.

Der *Ursprung* der Störungen und die Art ihrer Fortpflanzung sind von höchstem *wissenschaftlichem* Wert, wenngleich ihre Kenntnis auch dem Techniker die Herstellung von Verbesserungen zur Unschädlichmachung der Störungen erleichtert, die somit auch die Aufrechterhaltung des Betriebes mit geringerem Energieaufwand in den Stationen gestatten. Um diese notwendige Kenntnis zu erlangen, wurden die Telegraphisten beauftragt, die typischen Eigenschaften der empfangenen Störungen zu verzeichnen, damit eine mögliche Einteilung dieser nach ihrem Ursprung in Betracht gezogen werden könne. Es wurden drei verschiedene Arten atmospärischer Störungen verzeichnet:

Erste Art: *Lautes und plötzliches Knacken,* das in mehr oder minder weit auseinanderliegenden Gruppen auftritt. Wenn solche

Störungen nicht mit anderen untermischt sind, beeinträchtigen sie den Verkehr nicht ernstlich. Im allgemeinen haben sie zur Folge, daß ein einzelnes Wort in einer Nachricht bei jeder der weit auseinanderliegenden Gruppen verloren geht, und es stellte sich heraus, daß sie ihre Ursache in nahen oder entfernten Blitzschlägen haben.

Zweite Art: *Ein beständiges Zischen* im Telephonempfänger, das den Eindruck eines sanft fallenden Regens oder des Geräusches durch Röhren fließenden Wassers macht. Störungen dieser Art treten nur gelegentlich auf, wenn sich in der Nähe des Empfangsluftleiters dunkle, tiefhängende elektrisch geladene Wolken befinden.

Das zischende Geräusch im Telephon sowie der Umstand, daß der mit dem Galvanometer in Reihe liegende Kondensator den Ausschlag veränderte, aber ihn nicht aufhielt, sind ein Beweis dafür, daß nicht gewöhnliche Gleichströme vorlagen, sondern in einer Richtung verlaufende Impulse. Der gewöhnliche Verlauf der Dinge bei Störungen dieser Art war folgender: Das Galvanometer zeigte etwa eine Viertelstunde lang einen erhöhten Ausschlag und erreichte einen Höchstwert bei einer Effektivstromstärke von etwa 0.3 Milliamp. Danach nahm der Ausschlag während einer weiteren Viertelstunde ab, und die Störungen wurden wieder normal.

Zur gleichen Zeit zeigten ankommende Signale das entgegengesetzte Streben, schwächer und schwächer zu werden, und begannen nach einer Viertelstunde zuzunehmen, bis am Ende der Störung die normale Signalstärke wieder erreicht wurde.

Man hat das Schwächerwerden der Signale auf die Änderung der Konstanten des Luftleiters durch die vorüberziehenden Wolken zurückgeführt, sowie auch auf die Änderung der Signalstärke infolge einer Überlastung des Detektors.

Da Störungen dieser Art ziemlich selten sind und nur kurze Zeit andauern, beeinträchtigen sie den Verkehr nicht ernstlich und bieten mehr wissenschaftliches als technisches Interesse. Diese Störungen können von einem physischen Kontakt des Luftleiters mit geladenen Teilchen oder von einer unsichtbaren Büschelentladung des Luftleiters zu den tiefhängenden und stark geladenen Wolken hin herrühren. Der Umstand, daß der induzierte Strom im Luftleiter synchron mit dem Kommen und Gehen der Wolken zu- und abnimmt, läßt auf die Richtigkeit der letzterwähnten Lösung schließen.

Dritte Art: Die Störungen dieser Art verursachen ein *anhaltendes Rasselgeräusch* im Telephon, das zuweilen dem Abbröckeln von Mauerwerk ähnelt. Derartige Störungen sind immer vorhanden. Ihre

Stärke ist eine Funktion der Jahreszeit, und sie sind am lästigsten nachmittags und nachts.

Da diese Störungen ihrem Wesen nach andauernd sind, sind sie am schwierigsten zu behandeln; tatsächlich unterbinden sie denn auch häufig den Verkehr vollständig.

Die Störungen der ersten und der dritten Art beeinflussen die Lautstärke der Signale keineswegs in merklichem Maße, wie es bei denen der zweiten Art der Fall ist. Die Signale werden nur durch die überwiegende Lautstärke der Störungen geradezu überwältigt. Soweit diese Störungen in Europa bekannt waren, hat man sie zumeist auf entfernte Tropengewitter zurückgeführt. Auf dieser Annahme beruht die bekannte Theorie von Eccles. Andererseits hat Herr Dieckmann gezeigt, daß andere Störungen möglicherweise durch plötzliche Änderungen in der Potentialverteilung in nahe der Erde gelegenen Luftschichten hervorgerufen werden können.

C) Versuche, die Störungen der verschiedenen Arten voneinander zu trennen.

Die Hilfsmittel zur Untersuchung in dieser Richtung hat Dieckmann selbst dadurch angegeben, daß er die Anwendung eines aperiodischen Schutzkäfigs rings um den Luftleiter empfohlen hat. Ein solcher Käfig gestattet bei richtiger Bauart Signalen und periodischen Störungen wie denen der ersten Art den Durchgang und die Erreichung des Luftleiters, und sie werden dann fast ungeschwächt empfangen. Dagegen werden aperiodische Änderungen des statischen Feldes um die Erde und andere aperiodische Störungen den Detektor nicht erreichen, da der Luftleiter durch den Dieckmannschen Käfig gegen das Erdfeld geschützt ist.

Da sich ein solcher Käfig nicht leicht um einen ausgedehnten Luftleiter bauen läßt, wurde zu diesem Zweck ein besonderer Luftleiter gebaut. Dieser bestand aus 1,5 mm starkem Phosphorbronzedraht und war von einem vertikalen Käfig umgeben. Die Länge des Drahtes wie des Käfigs betrug 30 m.

Da der zu untersuchende Luftleiter von einem Maste getragen wurde, an welchem auch andere Luftleiter hingen, mußten diese letzteren Luftleiter und alle übrigen Teile der Masten und Stangen, die in elektrische Schwingungen versetzt werden könnten, durch hohe Widerstände hindurch geerdet werden. Diese Vorsichtsmaßregel ist für ein wirksames Arbeiten des Käfigs sehr notwendig; andernfalls würden nämlich aperiodische Störungen die oben genannten Systeme

durch Stoßerregung zu Schwingungen mit ihrer Eigenschwingungszahl anregen. Die Stärke der empfangenen Signale war bei Anwendung des Dieckmannschen Käfigs nicht merklich verringert. Andererseits wurden nachts nach nachmittags niedergegangenen Gewittern und Regenfällen Rasselgeräusche, die noch hörbar waren, solange der Käfig und die benachbarten Oszillatoren isoliert waren, vollständig abgeschnitten, sobald alle diese Leiter aperiodisch geerdet wurden. Hierdurch wurde bewiesen, daß diese besondere Art der Störungen (Störungen der dritten Art) nicht periodischer Natur waren, sondern der von Dieckmann gefundenen aperiodischen Art angehören müssen. Die einzige Art von

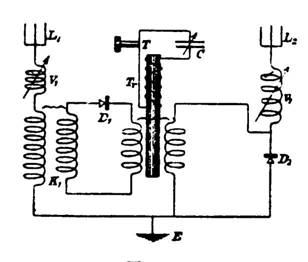


Fig. 1.
Ausgleichung periodischer Störungen bei Audionfrequenzen.

Störungen, die durch den Käfig nicht abgeschnitten wurden, scheinen die der ersten Art, d. h. die Blitzstörungen, zu sein. Diese Störungen der ersten Art besitzen keineswegs die Allgemeinheit, die Eccles ihnen zugeschrieben hat. Die wichtigste und hauptsächliche Art der Störungen bilden die Störungen der dritten Art.

Der Verfasser geht nunmehr dazu über, weiteres Material zugunsten der Auffassung anzuführen, daß die von Blitzen herrührenden Störungen nicht, wie Eccles angenommen hat, die allgemeinste Art der Störungen bilden, und daß die Verschiedenheit zwischen den bei Tage und den bei Nacht auftretenden Störungen nicht auf Unterschieden in der Absorption zwischen dem Gewitterzentrum und der Empfangsstation beruht.

Alsdann beschreibt der Verfasser verschiedene Vorrichtungen zur Ausschaltung solcher Störungen, darunter ein Verfahren, bei welchem der ausbalancierte Kristallempfänger nach Marconi zur Anwendung gelangt.

Eine Anordnung zur Ausmerzung von Störungen ist in Fig. 1 angegeben. Zwei Empfangsluftleiter, L_1 und L_2, von derselben Gestalt

und denselben Abmessungen wurden genügend nahe beieinander (10 bis 20 m auseinander) aufgestellt, um in derselben Weise auf Störungen anzusprechen. (Für die aperiodischen Störungen konnte man diesen Abstand leicht vergrößern, aber für periodische Störungen muß die Trennungsstrecke klein im Vergleich zur Wellenlänge der Störungen sein, damit die induzierten EMK. miteinander in Phase kommen.) Andererseits müssen die Luftleiter hinreichend weit voneinander aufgestellt werden, so daß die in dem einen, aperiodisch gemachten (L_2), erregten Signale in dem abgestimmten Luftleiter (L_1) keine Ströme hervorrufen.

Der eine der beiden Luftleiter (L_1) ist auf das ankommende Signal abgestimmt und in der gewöhnlichen Weise mit dem Detektorkreise D_1 gekoppelt. Der Detektor D_1 richtet sowohl Signale als auch Störungen gleich und sendet den gleichgerichteten Strom in das Telephon oder — wie im Falle der Zeichnung — in den Differentialumformer T_r. Der Luftleiter L_2 wird auf dieselbe, oder besser noch auf eine größere Wellenlänge abgestimmt und wird dadurch unempfindlicher für die Signale und empfindlicher für die langwelligen Störungen. Der Detektor D_2 wird unmittelbar in diesen Luftleiter eingeschaltet und macht ihn dadurch ganz oder nahezu aperiodisch. Diese Anordnung macht es fast unmöglich, irgendwelche fernen Signale an dem Luftleiter L_2 zu empfangen; aber laute Signale mit Wellenlängen, die von jenen verschieden sind, auf die L_1 abgestimmt ist, sowie Störungen, lassen ihn nahezu so laut ansprechen, wie dies mit dem angestimmten Luftleiter L_1 erreichbar ist.

Der gleichgerichtete Strom wird in das vorerwähnte Telephon oder, wie in dem in der Zeichnung wiedergegebenen Falle, in den Differentialumformer T_r geleitet. Dieser zweite aus dem aperiodischen Luftleiter L_1 fließende Strom ist indessen so angeordnet, daß er in entgegengesetzter Richtung wirkt wie der aus D_1 kommende. Das Telephon T ist entweder in Reihe mit D_1 und D_2 geschaltet oder, wie in der Zeichnung, in eine dritte Wicklung des Differentialumformers und in eine Reihe mit dem Kondensator C gelegt, um eine Abstimmung auf die Funkenfrequenz zu ermöglichen. Da D_2 auf ferne Signale nicht anspricht, hört man im Telephon nur die von D_1 kommenden Signale, während die von D_1 und D_2 gleichgerichteten Störungen sich gegenseitig auszugleichen streben. Durch Änderung der Koppelung K_1 kann man diese Ausgleichung zu einer vollständigen machen.

Diese Vorrichtung gestattet eine vollkommene Ausgleichung von

Störungen verschiedener Lautstärke nur dann, wenn die beiden Detektoren D_1 und D_2 ähnliche Charakteristiken haben. Das kann man leicht erreichen, wenn man Karborundkristalle mit der besten EMK. anwendet. Sobald diese EMK. angelegt wird, ist die Charakteristik für gleichgerichtete Ströme als Funktion der ankommenden Wechselstromstärke nahezu eine Gerade. Diese Ausgleichungsvorrichtung in Verbindung mit dem Dieckmannschen Käfig um den Luftleiter zur Unterbindung aperiodischer Störungen bildet eine Lösung des Problems der Ausmerzung von Störungen. Eben dieses hier beschriebene Prinzip zur Ausgleichung für die gleichgerichteten oder Audionfrequenzströme ist auch für die Radiofrequenzströme anwendbar. Für die Ausgleichung bei Audionfrequenz genügt es, wenn beide gleichgerichteten Ströme gleiche Frequenz haben. Die Ausgleichung bei Radiofrequenz erfordert zwei auf dieselbe Wellenlänge abgestimmte und nahe beieinander angeordnete Luftleiter mit demselben Dekrement. Infolgedessen ist in diesem Falle die Anwendung eines aperiodischen Ausgleichungsluftleiters nicht möglich,

D) Theorie über den Ursprung und die Fortpflanzung der Störungen der dritten Art.

Weiter versucht der Verfasser, die Störungen der vorerwähnten Art mit Hilfe von Aufzeichnungen der täglichen Änderungen aller empfangenen Störungen durch Mittelbildung für die einzelnen Monate

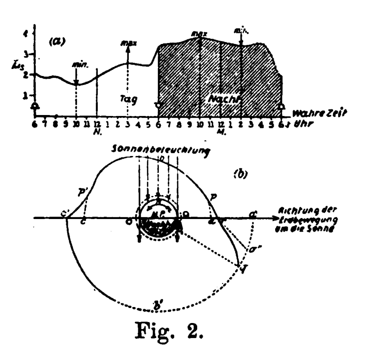


Fig. 2.

Mittlere tägliche Änderungen der Störungen das Jahr über.

des Jahres zu erklären. Diese Aufzeichnungen werden für die einzelnen Monate getrennt dargestellt und sind in Fig. 2 zusammengefaßt.

Die Fig. 2 gibt die mittlere tägliche Änderung über das ganze Jahr mit Einschluß der Beobachtungen bei Nacht wieder. Im Jahres-

mittel zeigt der Durchschnittstag einen hohen Wert der Störungsintensität bei Nacht (nämlich eine Stärke der Klasse 4, also eine Stärke, die für einen befriedigenden Nachrichtenverkehr eine Signalstärke von 250- bis 500facher Hörbarkeit erforderlich macht). Ungefähr 2 Stunden vor Sonnenaufgang begannen die Störungen schwächer zu werden, bis um 10 Uhr morgens das Minimum erreicht wird. Dann werden die Störungen bis 3 Uhr nachmittags stärker, bleiben bis 1 Stunde nach Sonnenuntergang fast konstant und steigen dann steil auf den nächtlichen Wert an.

Die Verhältnisse bei Tage (und besonders am Morgen) und bei Nacht sind verschieden genug, um den Schluß zu rechtfertigen, daß, falls die Theorie von Eccles richtig wäre, unsere Stationen im Durchschnitt nicht in der Nähe des Gewitterzentrums liegen. In Fig. 2 ist die Kurve für die mittlere tägliche Änderung der Störungsstärke über das ganze Jahr in Polarkoordinaten rings um den kreisförmigen Querschnitt der Erde gezeichnet. Die Richtung der auffallenden Sonnenstrahlen und die Drehungsrichtung der Erde um die Sonne sind angegeben.

Das Polardiagramm zeigt zwei eigentümliche halbovale Kurven verschiedener Größe für die Beobachtungen bei Tage und jene bei Nacht ($a\,b\,c$ und $a'\,b'\,c'$), die in bezug auf die Bewegungsrichtung der Erde um die Sonne symmetrisch zueinander liegen und durch die steilen Linien ($p\,q$ und $p'\,q'$) miteinander verbunden sind, und zwar treten diese steilen Teile in der Nähe von Sonnenaufgang und Sonnenuntergang auf.

Es ist ganz klar, daß die Erscheinungen bei Nacht die symmetrische Wiederholung der Erscheinungen bei Tage sind, und daß die Ursache für den Unterschied zwischen Nacht und Tag aller Wahrscheinlichkeit nach in dem unter dem Einfluß der Sonnenstrahlen stehenden Medium zwischen dem Ursprungsorte der Störungen und dem Empfänger zu suchen ist. Eben diesen Einfluß der Sonnenstrahlung finden wir, in weit ausgesprochenerem Maße, bei der Fortpflanzung der elektromagnetischen Schwingungen des Radiosenders, und der Verfasser hat an anderer Stelle den Beweis dafür geliefert, daß der Unterschied auf Ionisation der Luftschichten bis zu einer Höhe von etwa 200 km beruhen muß.

Es ist interessant zu bemerken, daß die Abnahme der Störungen im Punkte A lange vor der Zeit des Sonnenaufganges an dem in Frage kommenden Orte beginnt. Das heißt, sobald die Schichten der Atmosphäre über dem Orte vom Sonnenlichte getroffen werden, setzt die

Änderung ein. Dieser Umstand weist darauf hin, daß die Quelle der Störungen nicht (wie Eccles annimmt) in den niederen Schichten der Atmosphäre liegt.

Des weiteren ist die Stärke der Störungen keine Funktion der Richtung der auffallenden Sonnenstrahlen. Die Kurven sind symmetrisch in bezug auf die durch die Bewegung der Erde um die Sonne scharf bestimmten Zeiten. Dieser Umstand liefert uns einen Hinweis auf die Art, wie die höheren Schichten der Atmosphäre zur Quelle der Störungen werden können.

Auf ihrer Bahn um die Sonne wird die Erde häufig von kosmischen Teilchen getroffen, welche zu Störungen in den elektrischen Verhältnissen der oberen Schichten der Atmosphäre Anlaß geben. Es ist klar, daß die Störungen in verschiedenen Teilen der Schicht verschieden sein müssen; und diese Verschiedenheit zwischen den Zusammenstößen vor und jenen hinter der Erde (auf die Bewegung der Erde bezogen) werden die ovale Gestalt der Diagramme hervorrufen.

Diese ovalen Kurven lassen sich leicht erklären, wenn wir annehmen, daß die Quelle der Störungen eine ziemlich hoch gelegene Schicht der Atmosphäre ist, die durch das unregelmäßige Bombardement kosmischer Teilchen oder kosmischen Staubes oder in irgendeiner sonstigen einleuchtenden Weise gestört wird. Allerdings erscheint mir die Theorie des kosmischen Bombardements der oberen Schichten die einleuchtendste Erklärung für den Ursprung der Störungen dritter Art zu sein, zumal da eine solche Ursache der Störungen auch die Ursache der täglichen Änderungen des magnetischen Erdfeldes erklären würde; immerhin wissen wir nicht genug über die oberen Schichten der Atmosphäre, um gegenwärtig in der Lage zu sein, für diese Annahme einen bündigen Beweis zu erbringen. Wenn diese hohe Schicht die Quelle von Störungen der dritten Art ist, so ist es ganz klar, daß nicht nur der unmittelbar oberhalb der Station gelegene Punkt (also der Zenith) die Quelle der Störungen sein kann, daß vielmehr jedenfalls die Änderungen in den elektrischen Verhältnissen in dem Kreissegment dieser Schicht, dessen Mittelpunkt der Zenith der Station ist, zu den an der jeweils betrachteten Station beobachteten Störungen beitragen werden. Je näher der Störungspunkt dem Zenith der Station sein wird, um so ausgeprägter wird die Störung sein.

Diese und andere vom Verfasser beobachtete Wirkungen bestätigen die hier gegebene Theorie und sprechen gegen die Richtigkeit der Theorie vom Gewitterursprung der Störungen, gegen die auch die Versuche mit dem Dieckmannschen Käfig sprechen. Es ist möglich,

aus der Betrachtung des Punktes q in der Fig. 2, an welchem die Abnahme der Störungen bei Nacht auf die Stärke der Störungen bei Tage beginnt, auf die annähernde *Höhe der gestörten Schicht* einen Schluß zu ziehen.

Die tägliche Änderung der Störungen ist im Charakter den Kurven der Änderung des Erdmagnetismus ganz ähnlich, wie sie vor einiger Zeit im „Wireless World" (oder „Marconigraph") veröffentlicht worden sind. Diese letztgenannten Änderungen werden Wirbelströmen in der Heaviside-Schicht zugeschrieben. Wenn wir annehmen, daß diese Schicht die „sekundäre" Quelle der Störungen dritter Art sei, so erhalten wir eine hinreichende Erklärung für die täglichen Änderungen der Störungen, da diese Änderungen denen des Erdmagnetismus analog sind. Andererseits erklärt sich die sich allmählich ändernde Gestalt der täglichen Charakteristik leicht, wenn wir das kosmische Bombardement als hauptsächlich am Orte der Erdbahn auftretend ansehen. Es ist auch möglich, zu erklären, weshalb Störungen der dritten Art in den Tropen so heftig und in Europa so schwach sind. Wir nehmen an, daß sie an den Polen fast unmerklich sein würden. Die stärksten Störungen folgen viel dichter auf die Zeiten des Monsuns oder Passatwindes, und zwar treten die Maxima immer zur Zeit gerade zwischen dem Westmonsun und der „Zwischenperiode" auf; das Minimum hingegen tritt immer während des Ostmonsuns und nahe am Ende dieser Jahreszeit auf, wenn er in die „Zwischenperiode" übergeht.

(Eingesandt 7. September 1917.)

Nach Electrician 79, 846—849, 1917, aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.

Anschrift des Übersetzers: Dr. Max Iklé, Berlin-Zehlendorf (Wannseebahn), Milinowskistr. 31.

Patentschau.

Von H. Eales.

Das deutsche Patent 302 894 der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin, für welches die Unionsprioritäten vom 29. Dezember 1913 und vom 20. März 1914 auf Grund der den gleichen Gegenstand betreffenden amerikanischen Patentanmeldungen beansprucht sind, betrifft Empfangseinrichtungen für die sogenannte Heterodynamische Wellentelegraphie, bei der am Empfängerort die ankommenden, von der Antenne aufgenommenen Wellen mit anderen Wellen zur

Interferenz gebracht werden, die am Empfängerort selbst erzeugt werden und eine Frequenz besitzen, die von derjenigen der ankommenden Wellen etwas abweicht. Es entstehen hierdurch Wellen bezw. Stromstöße von einer Frequenz, die gleich ist der Differenz der beiden anderen Wellen und die in einem geeigneten Empfänger hörbare oder sichtbare Zeichen hervorrufen können. Gemäß der Erfindung nach dem Patent 302 894 werden nun die ankommenden Wellen und die am Empfängerorte erzeugten Wellen von etwas abweichender Frequenz einem Entladungsgefäß mit Glühkathode zugeführt und hierdurch die in hör- oder sichtbare Zeichen umzusetzenden Wellen, bzw. Stromstöße erzeugt. Dieses

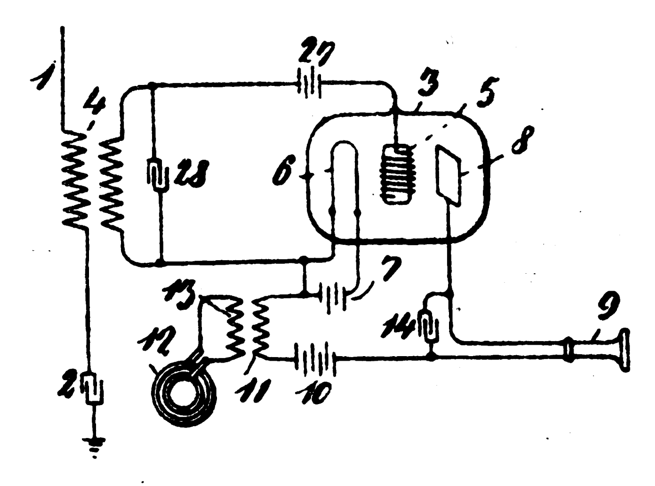


Fig. 1.

Zuführen kann entweder so geschehen, daß die einen Wellen dem Anodenkreis, die anderen Wellen dagegen dem Hilfsanodenkreis (Gitterkreis) des Entladungsgefäßes zugeführt werden, oder es können auch beide Wellenarten dem Hilfsanodenkreis zugeführt werden. Die örtlich erzeugten Wellen können entweder durch einen besonderen Hochfrequenzgenerator (Hochfrequenzmaschine) erzeugt werden, es ist aber auch möglich, das Entladungsgefäß selbst zur Erzeugung der örtlichen Hochfrequenzwellen zu benutzen und zwar geschieht dies durch hinreichende magnetische oder elektrostatische Kopplung des Anoden- und des Hilfselektroden-(Gitter-)kreises. In Fig. 1—4 sind mehrere Ausführungsbeispiele. In Fig. 1 bezeichnet 1 die in üblicher Weise durch

einen Kondensator 2 geerdete Antenne. Die durch die Antenne aufgenommenen Wellen werden durch einen Transformator 4 dem Entladungsgefäß 3 zugeführt, und zwar der gewöhnlich gitterförmig ausgebildeten Hilfselektrode 5. Mit 6 ist die gewöhnlich fadenförmig ausgebildete Kathode bezeichnet, die durch eine Ortsbatterie 7 zum Glühen gebracht wird, mit 8 die gewöhnlich platten- oder scheibenförmig ausgebildete Anode. Im Anodenkreis (Plattenkreis) liegt der Empfänger 9, z. B. ein Telephonempfänger, eine Ortsbatterie 10 und eine Spule 11, welche aus einer geeigneten Quelle mit Hochfrequenzstrom gespeist wird. Hierzu dient z. B. ein Hochfrequenzerzeuger 12, in dessen Stromkreis eine mit der Spule 11 gekuppelte Spule 13 liegt. Die Frequenz der so erzeugten Welle soll etwas von derjenigen der ankommenden Wellen abweichen. Das Gitter 5 wird hierbei durch die ankommenden, von der Antenne aufgenommenen Wellen abwechselnd positiv und negativ gemacht; ebenso wird die Anode 8 durch die örtlich erzeugten Hochfrequenzströme abwechselnd positiv oder negativ gemacht. Wenn die Frequenzen der beiden Wellen voneinander etwas abweichen, dann gibt es Perioden, während deren sowohl die Anode 8 als auch das Gitter 5 gleichzeitig positiv sind. Die Dauer dieser Perioden hängt natürlich davon ab, in welchem Maße sich die beiden Wellen überdecken. Während anderer Perioden ist die Anode positiv und das Gitter gleichzeitig negativ, während weiterer Perioden die Anode negativ und das Gitter positiv und während noch weiterer Perioden die Anode negativ und das Gitter positiv. Im Anodenkreis fließt während der erstgenannten Perioden, während welcher Anode und Gitter gleichzeitig positiv sind, leicht ein Strom. Die Länge dieser Perioden und die Stärke des Stromes wächst von Null an bis zu einem Maximum und nimmt dann wieder ab. Da diese Perioden, während welcher Strom durch die Entladungsröhre fließt, sehr hohe Frequenzen besitzen, hat jeder einzelne Stromstoß keine Wirkung auf den Telephonempfänger. Vereinigt haben aber die Stromstöße die Wirkung eines Gleichstromes, welcher allmählich von Null an bis zu einem Höchstwert ansteigt uud dann wieder auf Null heruntersinkt, und es werden infolgedessen im Telephon Schläge hervorgerufen, deren Frequenz von der Differenz der beiden Wellenarten abhängt. Die einzigen Zeichen, welche durch die beschriebene Einrichtung wahrgenommen werden können, sind solche, welche von Wellen herrühren, deren Frequenz von derjenigen der Ortsstromquelle um einen Betrag abweicht, der innerhalb des Hörbarkeitsbereiches eines gewöhnlichen Telephonempfängers liegt. Wenn Wellen ankommen, deren Frequenz von derjenigen der Ortsquelle

um einen größeren oder kleineren Betrag abweicht, als dem hörbaren Frequenzbereich des Empfängers entspricht, so haben sie keine Wirkung. Manchmal ist es wünschenswert, daß die positive Halbwelle der Ortsstromquelle, welche der Anode aufgedrückt wird, größer ist als die negative Halbwelle. Zu diesem Zwecke kann eine Batterie 10 vorgesehen sein, deren positiver Pol mit der Anode verbunden ist. Die aufeinanderfolgenden, im Anodenkreis fließenden Stromstöße würden infolge ihrer hohen Frequenz durch die Selbstinduktion des Telephonempfängers gedrosselt werden. Um dies zu verhüten, kann ein Kondensator 14 zum Telephonempfänger 9 parallel geschaltet werden. Manchmal erweist es sich auch zweckmäßig, eine Batterie 27 im Gitterkreis vorzusehen, damit die dem Gitter aufgedrückte negative Spannung größer als die ihm aufgedrückte positive Spannung ist. Unter Umständen ist es sogar vorteilhaft, diese Batterie so groß zu wählen, daß das Gitterpotential stets negativ ist. In anderen Fällen ist es wieder vorteilhaft, diese Batterie umgekehrt zu schalten, so daß sie dem Gitter eine positive Spannung aufdrückt. An Stelle des Telephonempfängers kann selbstverständlich auch ein anderer, geeigneter Empfänger benutzt werden.

In manchen Fällen dürfte die Energie der ankommenden Wellen so klein sein, daß der Betrag der dabei im Anodenkreis zulässigen Energiemenge zu klein wird, um im Telephonempfänger leicht hörbare Zeichen zu geben. In diesem Falle können jedoch die erzeugten Stromstöße leicht in der aus Fig. 2 ersichtlichen Weise verstärkt werden. An Stelle des Telephonempfängers tritt in diesem Falle ein großer Widerstand 15, welcher mit dem Gitterkreis eines zweiten Entladungsgefäßes verbunden ist. Dieser Gitterkreis umfaßt außer dem Gitter 17 und der Kathode 18 zweckmäßig noch die Batterie 19, die mit dem Gitter 17 so verbunden ist, daß sie ihm eine positive Ladung aufdrückt. In diesem Falle fließt von der Ortsstromquelle aus ständig Strom im Anodenkreis des zweiten Entladungsgefäßes, welcher den Telephonempfänger 9 enthält. Wenn Strom im Anodenkreis des ersten Entladungsgefäßes fließt, dann findet in diesem Stromkreis der Spannungsabfall hauptsächlich an dem großen Widerstand 15 statt und hierdurch wird die dem Gitter 17 des zweiten Entladungsgefäßes durch die Batterie 19 aufgedrückte positive Ladung verringert. Hierdurch nimmt auch der Stromfluß im Anodenkreis des zweiten Entladungsgefäßes ab und es entstehen im letzteren infolgedessen Stromschwankungen, welche im Telephonempfänger 9, ähnlich wie bei der Anordnung nach Fig. 1, hörbare Stöße hervorrufen.

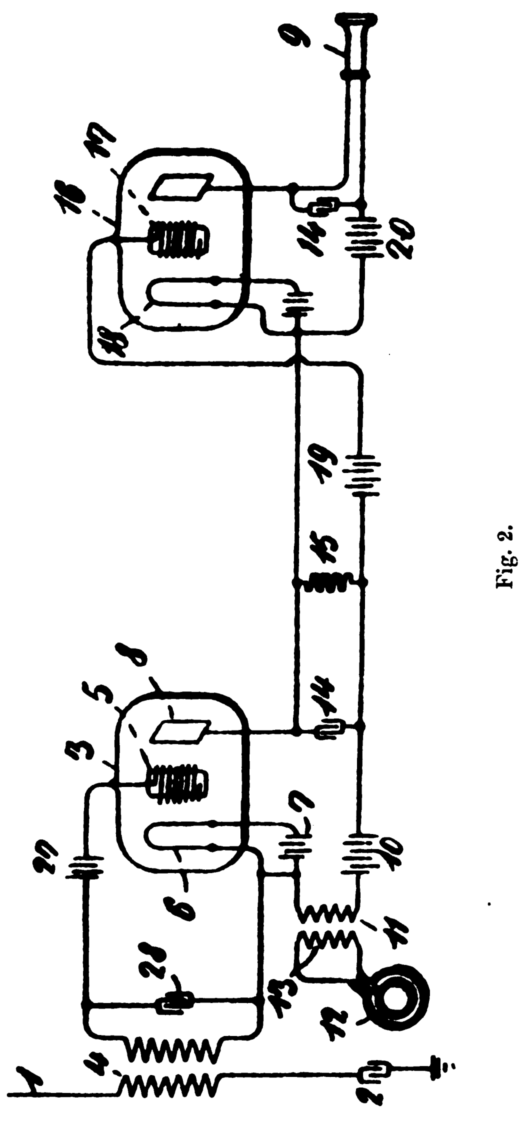


Fig. 2.

Bei der Anordnung nach Fig. 3 werden die die Telephonstöße er-zeugenden Stromschwankungen unmittelbar in einer Spule 21 erzeugt. Die im Antennenkreis liegende Spule 22 und die im Ortshochfrequenzkreis liegende Spule 23 sind miteinander und mit der Spule 21 ge-

kuppelt und die in letzterer erzeugte resultierende Welle wird dem Gitter 24 eines Entladungsgefäßes 25 aufgedrückt. Infolgedessen fließt im Anodenkreis des letzteren ein veränderlicher Strom, der im Telephon Schläge hervorruft. Es ist zweckmäßig, im Stromkreis des Hochfrequenzerzeugers 12 einen regelbaren Widerstand 26 vorzusehen, um die Amplitude der Ortsstromquelle so einstellen zu können, daß sie derjenigen der ankommenden Wellen möglichst gleich ist, damit sie nicht die letzteren ersticken und die Wirkung der Spule 21 hauptsächlich von den Ortswellen herrührt. Im Gitterkreis der Entladungs-

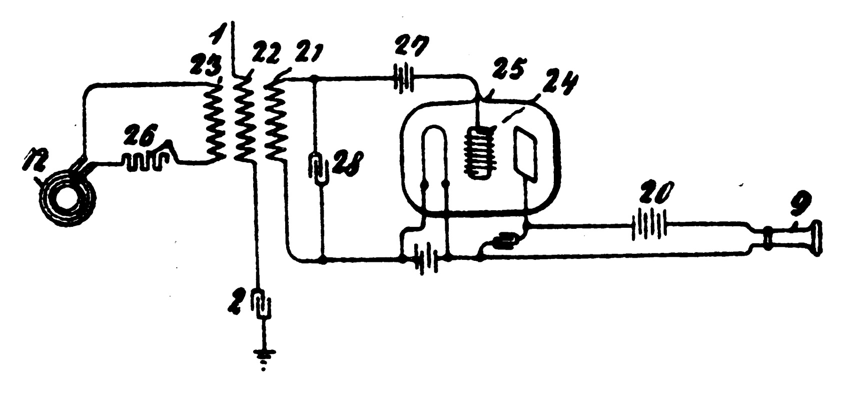


Fig. 3.

röhren 3 bzw. 25 kann noch ein Kondensator 28 vorgesehen werden, um diesen Kreis auf die ihm aufgedrückte Welle abzustimmen.

Bei den bisher beschriebenen Ausführungsbeispielen werden die Ortswellen durch einen besonderen Hochfrequenzerzeuger erzeugt. Es ist aber möglich, das Entladungsgefäß selbst zur Erzeugung der örtlichen Hochfrequenzwellen zu benutzen.

Die Fig. 4 zeigt ein Ausführungsbeispiel hierfür. Der Anodenkreis enthält in diesem Falle außer dem Empfänger 9 und der Ortsstromquelle 10 noch eine Spule 30 und der Gitterkreis eine Spule 31. Die beiden genannten Stromkreise sind miteinander gekuppelt, indem die Spulen 30 und 31 in induktive Beziehung gebracht sind. Diese Kuppelung kann sehr lose sein oder sogar fortfallen, da die Kapazität zwischen den Eektroden und dem Gitter 5 die beiden Stromkreise elektrostatisch genügend kuppeln mag, um im Gitterkreis einen Strom hervorzurufen, wann immer der Strom im Anodenkreis sich ändert. Wenn bei der dargestellten Anordnung die Spulen 30 und 31 im

gleichen Sinne gewickelt sind, dann wird in einem Zeitpunkt, in welchem der Strom im Anodenkreis anzusteigen beginnt, im Gitterkreis ein Strom in umgekehrter Richtung zu fließen streben und das Gitter negativ geladen werden. Dies drückt den Strom im Anodenkreis herunter, wodurch das Gitter seine negative Ladung verliert und positiv wird. Dies ermöglicht wieder ein Anwachsen des Stromes im Anoden-

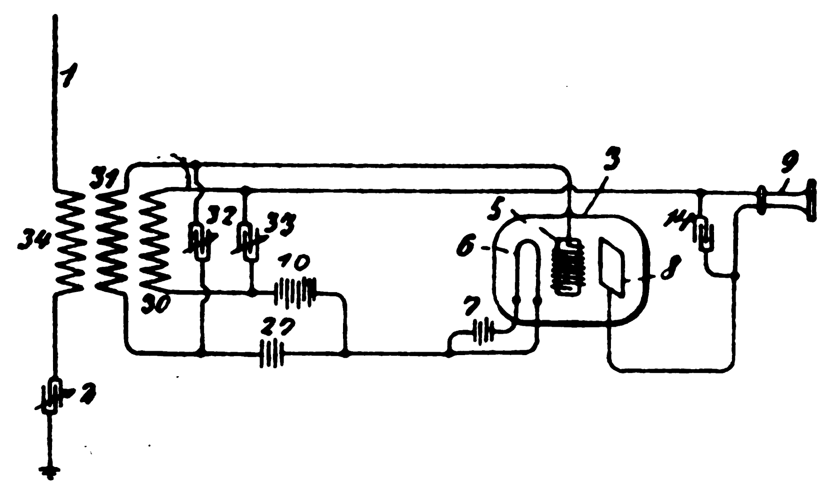


Fig. 4.

kreis und diese Wechsel finden mit großer Geschwindigkeit statt. Ihre Frequenz hängt von den natürlichen Perioden der beiden Kreise ab und kann daher durch Veränderung der Konstanten der beiden Kreise, z. B. durch regelbare Kondensatoren 32 und 33 in den beiden Kreisen leicht eingestellt werden. Auf diese Weise können in der Spule 31 ungedämpfte Schwankungen beliebiger Frequenz erzeugt werden und die Frequenz kann leicht auf einen solchen Wert eingestellt werden, daß sie von derjenigen der ankommenden, durch die Empfangsvorrichtung anzuzeigenden Wellen etwas abweicht. Wenn die so erzeugten Wellen jenseits des Hörbarkeitsbereiches des Telephonempfängers 9 liegen, haben sie selbst auf letzteren keine Wirkung. Wenn jedoch die Spule 31 mit einer Spule 34 im Antennenkreis gekuppelt ist, dann werden die ankommenden Wellen dem Gitter 5 des Entladungsgefäßes aufgedrückt. Es entstehen wieder ähnlich wie bei der Anordnung nach Fig. 2 im Telephonkreis Stromschwankungen, deren Frequenz durch die Differenz der Frequenzen der ankommenden und

der durch das Ladungsgefäß erzeugten Wellen bestimmt ist und innerhalb der Hörbarkeitsgrenzen liegt. Im Gitterkreis kann wieder eine Batterie 27 vorgesehen werden, um die Spannung des Gitters zu beeinflussen. Auch bei der zuletzt beschriebenen Anordnung ist eine Verstärkung der erzeugten Stromstöße, ähnlich wie bei Fig. 2, möglich.

Edwin H. Colpitts in East Orange Staat New Jersey, V. St. A., beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 137 384 mehrere Schaltungsarten für drahtlose Telephonie, bei denen eine Kathoden-

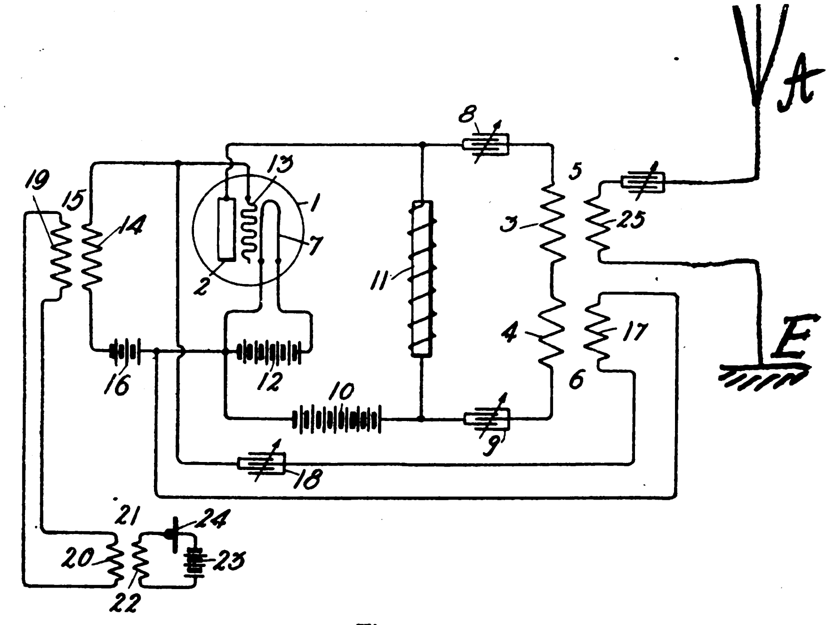


Fig. 5.

strahlenröhre nicht nur als Generator zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen verwendet, sondern zugleich auch benutzt wird, um diese Hochfrequenzschwingungen in Übereinstimmung mit den zu übertragenden Sprechlauten zu modulieren. Zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen wird dabei die bekannte Rückkopplung des Gitterkreises mit dem Anodenkreise benutzt, wodurch ungedämpfte Hochfrequenzschwingungen entstehen. Durch Veränderung des Gitterpotentials, z. B. durch Kopplung des Gitterkreises mit einem Mikrophonstromkreis können dann die ungedämpften Schwingungen so moduliert werden, daß ihre Ampli-

tudenkurve der Stromkurve der Sprachschwingungen entspricht. In den Figg. 5—8 sind solche Schaltungsweisen dargestellt, wobei gleiche Teile in den verschiedenen Figuren mit gleichen Bezugszeichen bezeichnet sind. In Fig. 5 bedeudet 1 das Audion (Kathodenstrahlenröhre) mit der durch die Batterie 12 geheizten Glühkathode 7, der Anode 2 und dem Gitter 13. Die Anode 2 ist über die Primärwindungen 3 und 4 der negativen Klemme des Hitzdrahtes 7 des Audions verbunden. In diesem Stromkreise liegt ferner eine Batterie 10

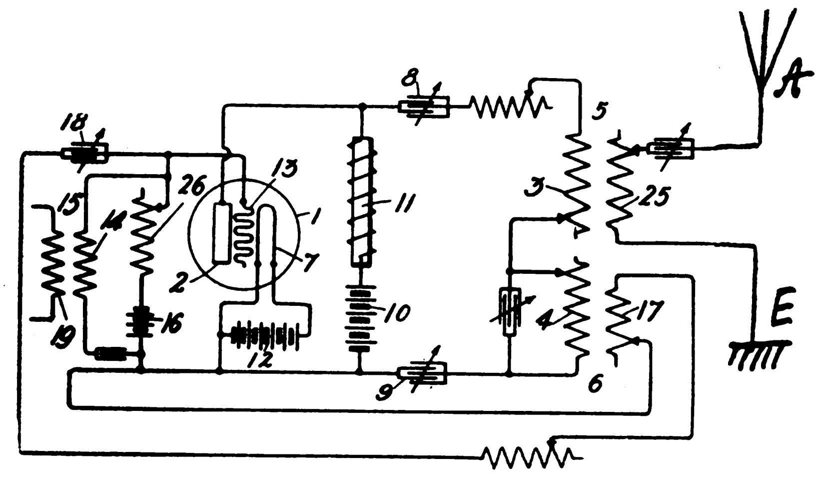


Fig. 6.

und einstellbare Kondensatoren 8 und 9. Eine Spule 11 von hoher Impedanz liegt in Brücke zu dem Anodenkreis, um den Strom der Batterie zu ermöglichen, nach der Anode zu fließen. Das Gitter 13 des Audions ist über die Sekundärspule 14 einer Wiederholerspule 15 mit der negativen Klemme des Hitzdrahts 7 verbunden, wobei in diesen Kreis die Batterie 16 eingeschaltet ist. Die Sekundärspule 17 des Transformators 6 ist über einen einstellbaren Kondensator 18 mit dem Gitterkreis verbunden. Die Primärwindung 19 des Transformators 15 ist in Reihe mit der Sekundärwicklung 20 des Mikrophonstromtransformators 21 geschaltet und somit mit dem Mikrophonstromkreis 24, 23 gekoppelt. Die Sekundärspule 25 des Transformators 5 im Anodenstromkreis besitzt eine Sekundärspule 25, die einerseits an die Antenne *A* und andererseits an die Erdung *E* gelegt ist.

Die Wirkungsweise dieser Anordnung wird hiernach ohne Weiteres

zu verstehen sein: Durch die Rückkopplung 17, 18, 13 werden ungedämpfte Wellen unterhalten und deren Intensität durch Beeinflussung des Gitterpotentials vom Mikrophonstrom aus im Rhythmus der Sprache beeinflußt und moduliert. In Fig. 6 ist eine etwas abweichende Schaltung dargestellt, bei der die Batterie 10 in Reihe mit der Spule 11 von hoher Impedanz in Brücke zum Anodenstromkreis liegt, und bei der ferner die Batterie 16 in Brücke zum Steuerkreis und zwar in Reihe mit einem regelbaren Widerstand 26 geschaltet ist. In Fig. 7

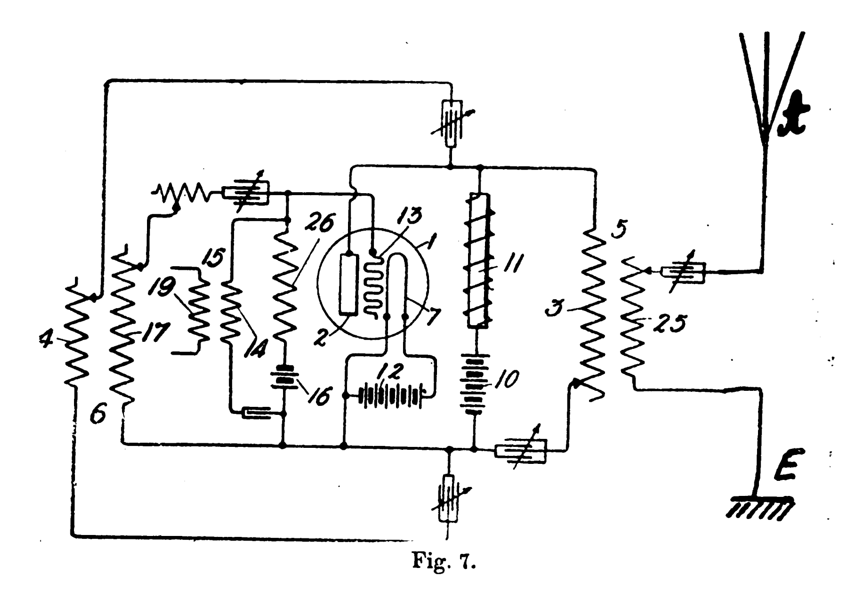


Fig. 7.

liegt die Batterie 10 in Serie mit der Impedanzspule 11, wie bei Fig. 6, aber die Primärwindungen 3 und 4 der Transformatoren 5 und 6 im Anodenstromkreis liegen zueinander parallel anstatt in Serie wie bei den Schaltungen nach Fig. 5 und 6. In Fig. 8 endlich ist eine Anordnung mit zwei Audions dargestellt. Hier ist die Batterie 10 mit dem Mittelpunkt der Spule 11 von hoher Impedanz verbunden, während deren äußere Enden mit den Anoden 2a und 2b die beiden Audions verbunden sind. Die Batterie 16 ist ebenfalls mit der Mitte eines einstellbaren Widerstands 26 verbunden, dessen äußere Enden mit den beiden Gittern 13a und 13b verbunden sind. Bei der Schaltung nach Fig. 8 sucht daher die Batterie 10 einen konstanten Stromfluß durch beide Audions von den Anoden 2a und 2b nach den Glüh-

kathoden 7a und 7b zu senden. Die Batterie 12 speist beide Glühkathoden mit Strom. Die Anordnung wirkt so, daß Impulse, die von den Transformatoren 6 und 15 herkommen, in jedem Augenblick entgegengesetzte Potentialveränderungen auf den Gittern 13a und 13b hervorrufen und daß diese Potentialveränderungen eine Wirkung ausüben, die sich im Anodenkreis, mit dem die Plattenanoden 2a und 2b verbunden sind, addiert.

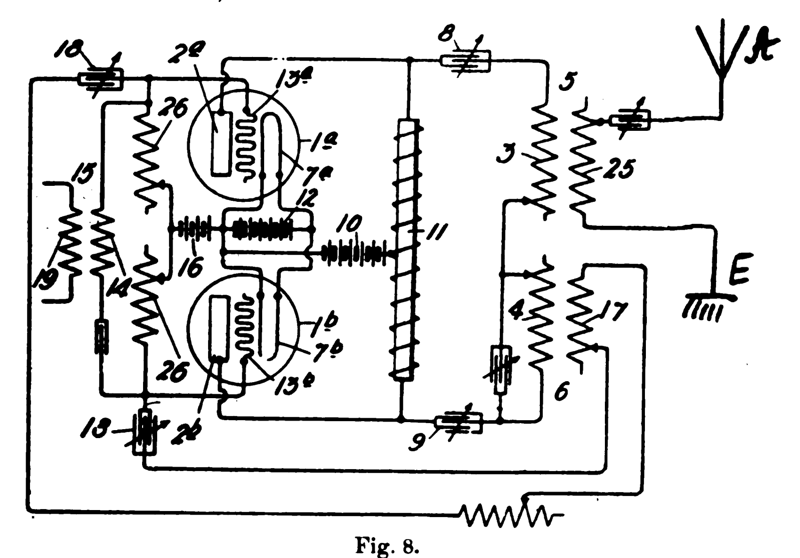


Fig. 8.

Alexander Mc Lean Nicolson in Tarrytown, Staat New York, V. St. A. beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 137 275 eine Audionkonstruktion, dessen Hitzdraht sich durch besonders große Dauerhaftigkeit und Elastizität auszeichnen, zugleich eine möglichst große Oberfläche bei geringsten Materialaufwand besitzen und den geringsten Energieverbrauch zum Glühen besitzen soll. Zu diesem Zwecke verwendet Nicolson als Glühdraht ein dünnes Band aus Platin oder anderen geeigneten Material in verdrillter Form. In der Praxis soll sich ein Band von $^3/_{10}$ mm Breite und $^5/_{100}$ mm Dicke besonders gut bewährt haben. Ein solches verdrilltes Band ist sehr elastisch. Seine spiralförmig und konkav gekrümmte Oberfläche bietet einen guten Halt für den Oxydüberzug, der bei solchen Glühfäden zweckmäßig verwendet wird. Durch das Verdrillen wird das Band verkürzt und besitzt daher eine gewisse Federkraft in seiner Längsrichtung, und es ist

eine größere Bandlänge auf einer geringeren Längsausdehnung unterzubringen. Trotzdem ist die Wärmeausstrahlung geringer als bei nicht verdrillten Bändern oder gar bei Runddrähten, und infolgedessen ist ein geringerer Energieaufwand erforderlich, um die Glühkathoden

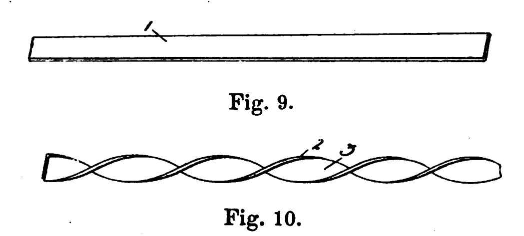


Fig. 9.

Fig. 10.

im Glühzustande zu erhalten. In Fig. 9 ist in vergrößertem Maßstabe ein solches Band vor dem Verdrillen (1) und in Fig. 10 dasselbe nach dem Verdrillen dargestellt, während Fig. 11 ein Audion zeigt mit dem

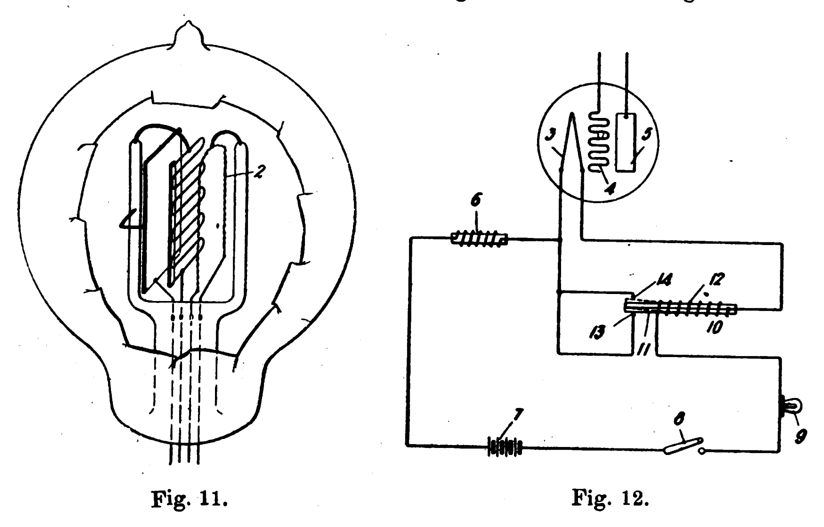
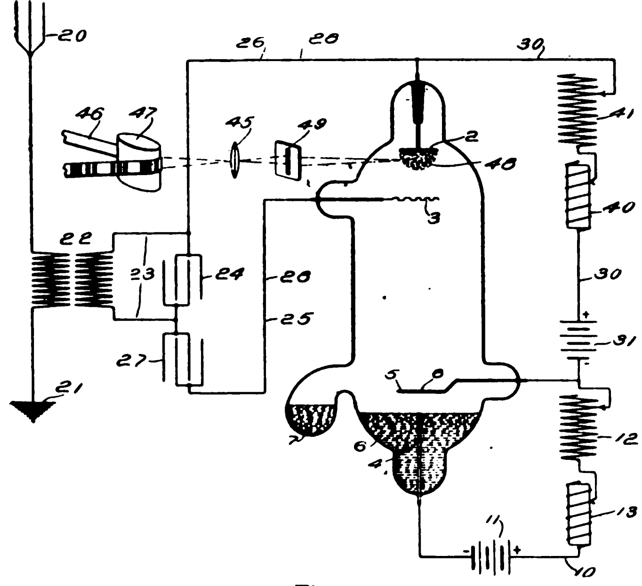
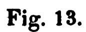


Fig. 11. Fig. 12.

verdrillten Glühdraht (2). Die konkaven Teile 3 der Bandoberfläche dienen zum Halten der Oxydmasse.

Joel C. R. Palmer in New Rochelle, Staat New York, V. St. A., beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 196 805 eine Schutzvorrichtung für Glühdrähte von Audionröhren, die in Fig. 12 dargestellt ist. In dieser bedeutet 5 die Anode, 4 das Gitter und 3 die Glühkathode des Audions. 7 ist die Batterie und 6 eine Vorschalt-


20
26
28
30
46
47
45
49
2
48
41
40
3
22
23
24
28
25
30
31
27
21
5
8
12
7
6
4
13
11
10


Fig. 13.

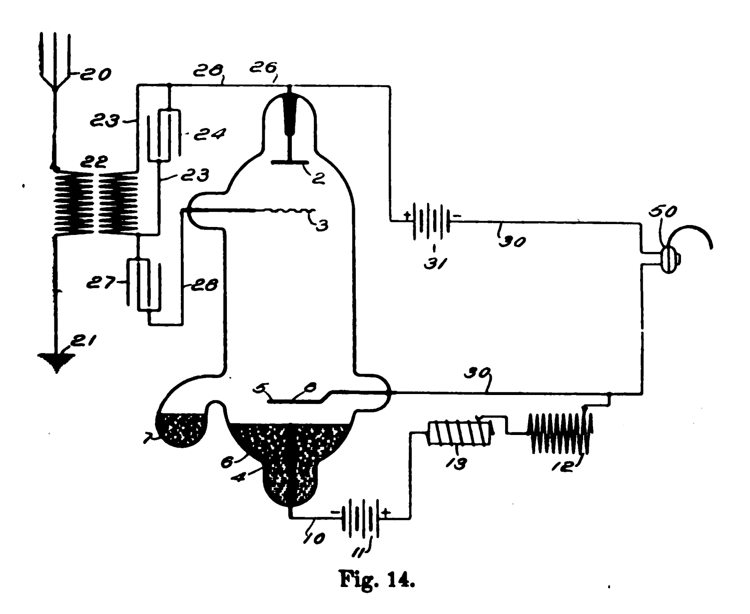

20
28
26
23
24
22
23
2
3
50
31
30
27
28
21
30
5
8
7
6
4
13
12
10
11

Fig. 14.

drossel für den Glühstrom, 8 ein Einschalter und 9 ein Ballastwiderstand in Gestalt eines Eisendrahtes, der in einer Wasserstoffatmosphäre

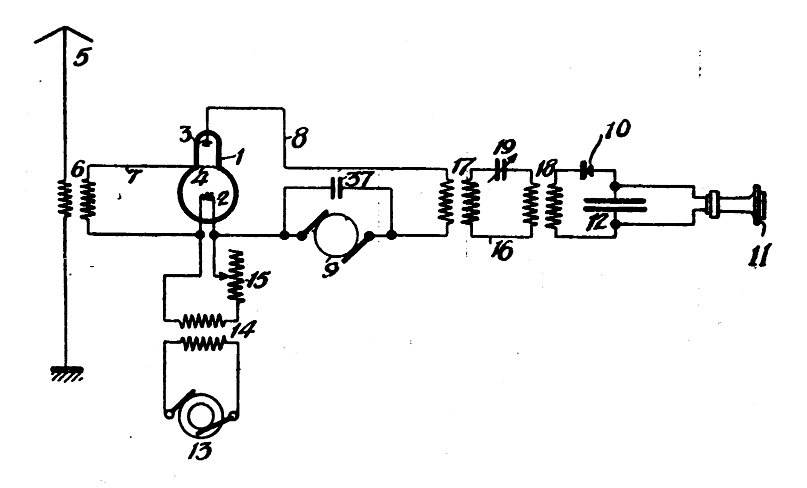


Fig. 15.

angeordnet ist und nach Art der bekannten selbstregulierenden Eisendrahtvariatoren zum Konstanthalten des Glühstroms dient, wenn die

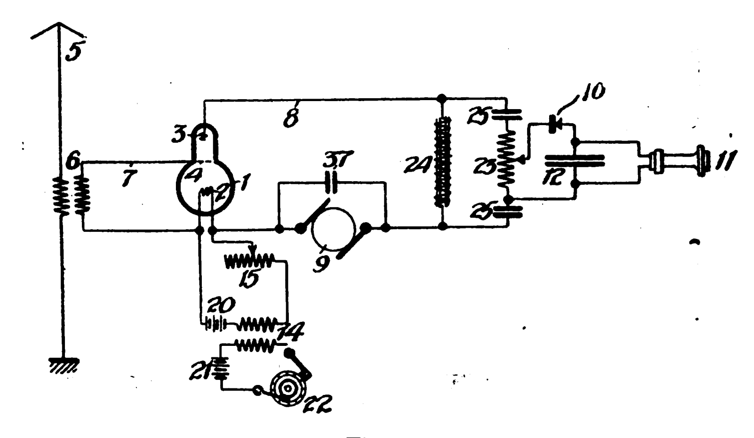


Fig. 16.

Batteriespannung sich ändern sollte. Diese Eisendrahtvariatoren in Wasserstoffatmosphäre haben bekanntlich die Eigenschaft, nur eine be-

stimmte Stromstärke hindurchzulassen; indessen besitzen sie diese Wirkung nur, wenn sie ihren Glühzustand bereits erreicht haben, dagegen nicht im Augenblick des Einschaltens selbst. In diesem

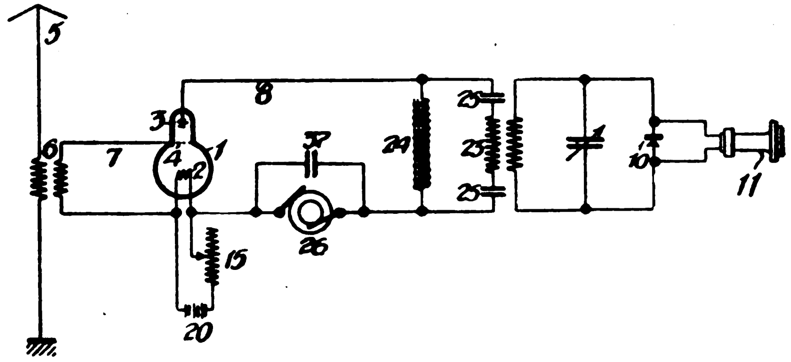


Fig. 17.

Einschaltaugenblick und eine ganz kurze Zeit nach dem Einschalten lassen sie größere Ströme hindurch, bis sie ihren normalen Glühzustand erreicht haben. Beim Einschalten könnten daher Überbelastungen

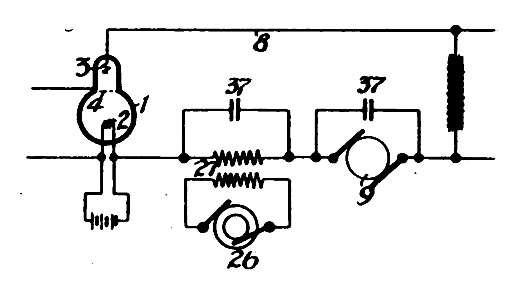


Fig. 18.

des Glühdrahtes eintreten und zur Beseitigung dieser Gefahr dient die Vorrichtung 10, 11, 12, 13, 14, die nach Art eines Thermostaten wirkt. 11 ist ein aus zwei Metallstreifen von verschiedenem Ausdehnungskoeffizienten bestehendes Thermostatenband, 12 eine Heizspule. Im kalten Zustande, d. h. vor dem Schließen des Schalters 8, ist der Stromkreis durch das Band 11 an der Stelle 13 geschlossen. Wird jetzt der Schalter 8 geschlossen, so fließt der Strom der Batterie 7

über 6, 13, 12, 9 und 8 zur Batterie zurück. Der Glühdraht 3 ist also kurz geschlossen und kann durch die starken Anfangsströme nicht beschädigt werden. Durch die Wärmewirkung der Spule 12 wird nun der Thermostatstreifen 11 erhitzt, biegt sich von Kontakt 13 weg und öffnet also den Kurzschluß für den Glühdraht. Da unterdessen der Eisendrahtvariator 9 seinen normalen Hitzegrad erreicht hat, ist nun die Gefahr des Durchbrennens für den Glühdraht 3 überwunden. Wird jedoch durch irgendeine Ursache der Ballastwiderstand 9 oder die Drosselspule 6 kurzgeschlossen oder sonstwie unwirksam, so wird der Thermostat noch höher erhitzt, das Thermostatenband 11 krümmt

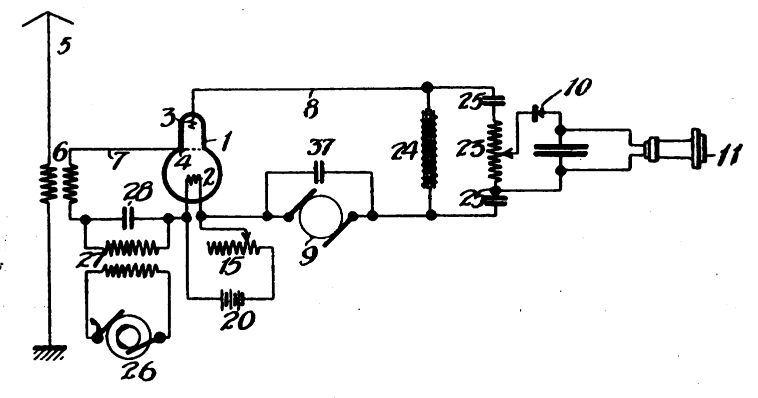


Fig. 19.

sich noch weiter und schließt den Stromkreis bei 14, so daß abermals der Hitzdraht 3 kurzgeschlossen und gegen Überlastung gesichert ist.

In den amerikanischen Patentschriften 1 087 180, 1 112 549 und 1 127 371 beschreibt G. W. Pierce in Cambridge, Mass., V. St. A., Verstärker- und Detektoranordnungen für schwache Wechselströme und für Empfängerzwecke der drahtlosen Telegraphie, bei denen ebenfalls eine evakuierte Entladungsröhre verwendet wird. Zur Ionisierung der Entladungsstrecke wird aber nicht ein Glühdraht, sondern ein Quecksilberlichtbogen verwendet, der zwischen einer plattenförmigen Eisenelektrode 5 (Fig. 13) und einem in einer Quecksilbermenge 6 zentral angeordneten Platindraht 4 übergeht. Dieser Lichtbogen ionisiert den Raum im Innern der Röhre und bewirkt somit das Leitendwerden der Entladungsstrecke zwischen der Anode 2 und der Gegenelektrode 3, denen die zu verstärkenden oder anzuzeigenden Schwingungen

oder Wechselströme zugeführt werden. Das Anzeigen kann dabei entweder, wie in Fig. 13 angedeutet, auf photographischem Wege erfolgen, indem die Schwankungen des Glimmlichtes (48 in Fig. 13) durch eine

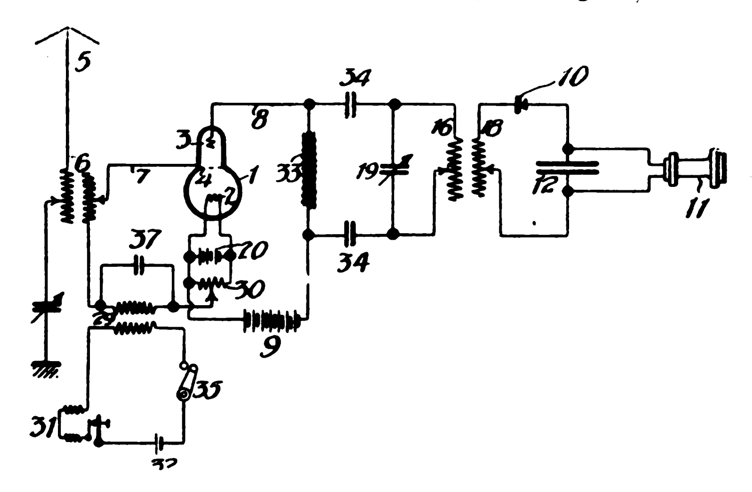


Fig. 20.

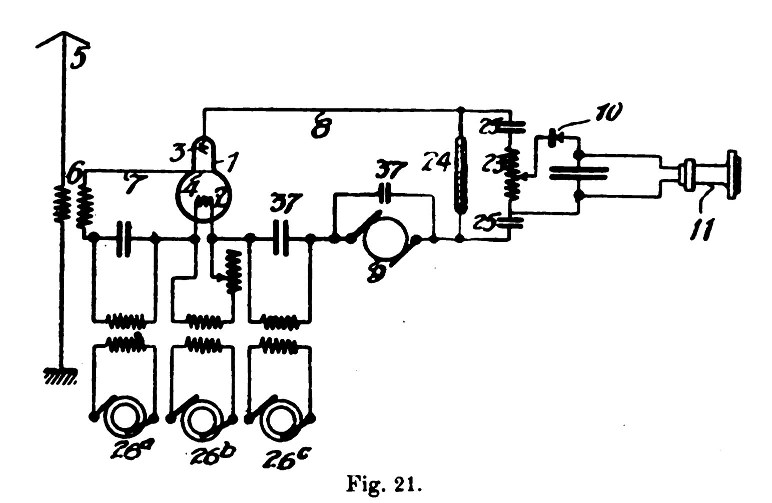


Fig. 21.

Schlitzblende 49 hindurch auf einem kontinuierlich bewegten lichtempfindlichen Streifen registriert werden, oder indem die Signale in einem Telephon (50, Fig. 14), abgehört werden.

Alexander Meissner in Berlin beschreibt in der amerikanischen Patentschrift 1 170 552 eine größere Anzahl von Schaltungen von Kathodenstrahlröhrenempfängern, deren gemeinsames neues Merkmal darin besteht, daß diese trägheitslosen Relais von periodischen oder Wechselströmen erregt werden und sich dann vor allem zum Empfangen von ungedämpften Schwingungen eignen. Erfolgt nämlich diese Beeinflussung oder Erregung des Kathodenstrahlenrelais im Rhythmus eines gut hörbaren Tones, so ist es möglich, ungedämpfte Wellen in

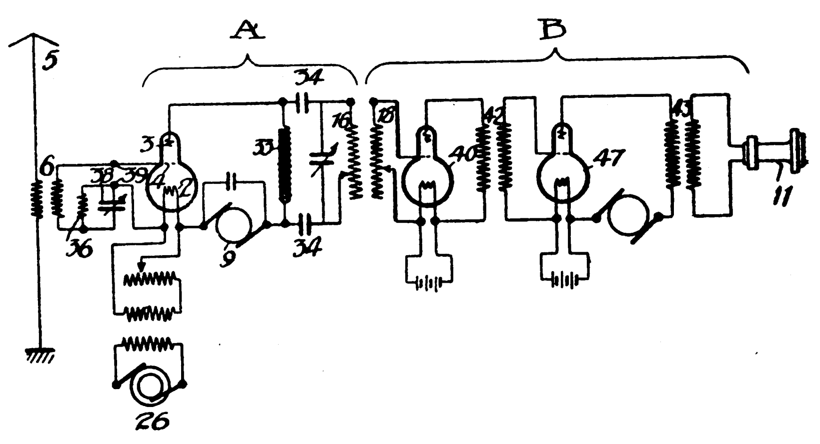


Fig. 22.

Form dieses gut hörbaren Tones wahrnehmbar zu machen und auf diese Weise atmosphärische Störungen auszuschließen. Fig. 15 zeigt eine solche Anordnung, bei welcher der das Kathodenstrahlrelais 1 beeinflussende Wechselstrom der Wechselstrommaschine 13 dem Gleichfaden 2 zugeführt wird und zur Heizung derselben dient. Fig. 16 zeigt eine Abänderung der Schaltung, bei der unterbrochener Gleichstrom anstelle von Maschinenwechselstrom verwendet wird und dem Glühstrom der Glühkathode überlagert wird. Fig. 17 und 18 zeigen Anordnungen, bei denen der Hilfswechselstsom dem Anodenkreis zugeführt wird, Fig. 19 und 20 Anordnungen, bei denen der Hilfswechselstrom dem Gitterstromkreis der Röhre zugeführt wird. Fig. 21 stellt eine Schaltungsanordnung dar, bei der mehrere Hilfswechselströme gleichzeitig auf alle Stromkreise des Kathodenstrahlrelais (Glühstromkreis, Anodenstromkreis und Gitterstromkreis) einwirken und Fig. 22 endlich

stellt den Fall dar, in dem Kathodenstrahlröhren zugleich im Detektorkreis und zur Verstärkung der Niederfrequenzströme verwendet werden, ehe diese den Empfänger erreichen.

Adresse des Autors: Gr. Lichterfelde W bei Berlin, Roonstr. 12.

Bei der Redaktion eingegangene Bücher und Schriften.

(Die Redaktion behält sich die Besprechung einzelner Werke vor.)

Elektroindustrie. 1. u. 15. Dezember 1917, 1. u. 15. Januar 1918. Fachschriften-Verlag A.-G. Zürich.

Leo Galland (Berlin), Deutscher Telegramm-Schlüssel. Verlag M. Krayn, Berlin W 10. Mit ca. 400 Textfiguren. Preis geb. M. 120.—

Max Planck, Thermodynamik. 5. Aufl. Verlag Veit & Comp., Leipzig. 1917. geb. M. 10.—

Hanns Günther, Das Mikroskop und seine Nebenapparate. (Handbuch der mikroskopischen Technik, Teil I.) Franckh'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart. 1917.

Hermann Stegemann, Geschichte des Krieges. 2. Band. Mit 4 farbigen Kriegskarten. Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart. 1917. M. 12.50, geb. M. 15.—

H. Triepel, Die Freiheit der Meere. Verlag Ferd. Wyss, Bern. 1917. 20 Ctmes.

Viktor von Strantz: Die Funkentelegraphie im jetzigen Kriege. Kaufungen-Verlag (E. W. Püschel), Rostock 1917.

(Eingesandt 31. Januar 1918.)

Literaturverzeichnis.

Artom, A., Lincei Rend. (5) 26, [1], 50, 1917. Sopra un metodo generale per rendere selettive le stazioni radiotelegrafiche.

Baillie, Electrician 80, 261, 1917. The coupling coefficient of coaxial flat spiral coils (Erratum).

Blake, F. C. u. Sheard, Charles, Phys Rev. (2) 9, 177, 1917. On the free vibrations of a Lecher system.

Blondel, A., Camille Tissot †. Rev. Gén. de l'Él. 2, 681, 1917.

Branly, Ed., Rev. Gén. de l'Él. 2, 806, 1917. Conductibilité électrique du mica.

Duddell, William †, Electrician 80, 199, 1917.

Duhem, P., Ann. Phys. Beibl. 41, 352, 353, 1917. (Ref. u. C. R. 162, 282, 815, 1916.) Über die Elektrodynamik dielektrischer Stoffe. Über die allgemeine Theorie elektrischer Schwingungen.

Electrician, 80, 530, 1918. Condensers for power circuits.

Elektrot. Ztschr. 38, 567, 1917. Die Türme der drahtlosen Station Cañacao bei Cavite (Philippinen).



Frey, W., s. Hagenbach, A.
Groot, C. J. de, Wireless World, Vol. V, Nr. 54. On the matter and elimination of strays.
Hagenbach, A. u. **Frey, W.**, Physik. Ztschr. 18, 544, 1917. Spektroskopisches über elektrodenlose Ringentladung durch elektrische Schwingungen.
Hund, August, Rev. Gén. de l'Él. 2, 937, 1917 (nach Electrician 79, 817, 925.) Nouvelle méthode pour la détermination de la densité de flux magnétique et de la perméabilité.
Jaeger, Robert, Die Dielektrizitätskonstante fester Körper bei verschiedenen Wellenlängen. Diss. Berlin 1917.
Korn, A., Physik. Ztschr. 18, 539, 581, 1917. Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes (IV u. V).
— ebenda 19, 10, 1918. Fortsetzung VI.
Léauté, André, C. R. Nr. 27, S. 1106, 1917. Complément à la théorie de Blondel sur la réaction d'induit des alternateurs.
Lefranc, Jean-Abel, La Nature Nr. 2306, S. 353, 1917. La liaison aérienne et la T. S. F. en avion chez les Allemands.
Lehmann, Th., Elektrot. Ztschr. 38, 570, 1917. (Disk. zur Arbeit von M. Osnos, ebenda S. 426.) Günstigste Wahl der Gleichstrom- und Wechselstromerregung bei Frequenzverdoppler.
Lübcke, Ernst, Arch. f. Elektrot. 6, 161, 1917. Über Messungen an Wechselstromkurven von der Frequenz elektrischer Wellen. Nachtrag zu: Über Aufnahme von Wechselstromkurven unter Benutzung der ionisierenden Wirkung von Kathodenstrahlen.
Podszus, Emil, Verh. D. Phys. Ges. 19, 231, 1917. Widerstände einiger reiner Isolatoren bei hohen Temperaturen, Thermionenströme und Dissoziation.
Pomey, J. B., Rev. Gén. de l'Él. 2, 683, 1917. Sur le calcul d'un transformateur téléphonique (Methode Pleijel).
Revue Gén. de l'Él. 2, 687, 1917. Sur le pertes supplémentaires dans le cuivre des machines á courant alternatif.
— 969, 1917. Calcul du coefficient d'accouplement de deux bobines plates coaxiales enroulées en spirale.
— 971, 1917. Le développement de l'emploi des détecteurs et leur théorie.
Rubinowicz, A., Ann. Phys. 53, 257, 1917. Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugungserscheinungen (bei Lichtwellen).
Telegraphen- u. Fernsprechtechnik, Nr. 16, S. 127, 1917. Wird das Leben durch die Wellen der drahtlosen Telegraphie bedroht?
Uller, Karl, Physik. Ztschr. 18, 548, 1917. Grundlegung der Kinematik einer physikalischen Welle von elementarer Schwingungsform (III).
Vallauri, G., Electrician 80, 470, 1917. (Auszug aus L'Elettrotecnica Nr. 3 u. 4 1917.) The Audion.
Waetzmann, E., Physik. Ztschr. 18, 560, 1917. Über Schwebungen.
Washburn, E. W., Phys. Rev. (2) 9, 437, 1917. A simple method for determining the audibility current of a telephone receiver.
Whittemore, L. E., Phys. Rev. (2) 9, 434, 1917. The use of the Einthoven galvanometer and a detector of the Audion type for measuring the strength of radiotelegraphic signals.

(Eingesandt 31. Januar 1918.)



Namenregister.

(O. = Originalabhandlung, M.P. = Mitteilungen aus der Praxis, D. = Detektoren, R. = Referate, P. = Patentschau, Br. = Briefe an die Redaktion.)

Band 12. Heft 6.

Jahrbuch

der

drahtlosen Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. M. Abraham (Mailand), Chefingenieur Dr. Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Prof. A. Blondel (Paris), Prof. Ferdinand Braun (Straßburg), Dr. W. Burstyn (Berlin), Reg.-Rat H. Eales (Groß-Lichterfelde), Dr. A. Esau (Berlin-Charlottenburg), Prof. J. A. Fleming (London), Dr. Lee de Forest (New York), Prof. Josef von Geitler (Czernowitz), Prof. Leo Graetz (München), Ingenieur W. Hahnemann (Kiel), Oberpostrat O. Jentsch (Oppeln), Prof. L. Mandelstam (Odessa), Dr. Guglielmo Marconi (London), Dr. Eugen Nesper (Berlin), Prof. J. W. Nicholson (Cambridge), Ingenieur Dr. Valdemar Poulsen (Kopenhagen), Dr. phil. Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg (Göttingen), Prof. Augusto Righi (Bologna), Ingenieur Dr. J. S. Sachs (Frankfurt a. M.), Oberlt. Thor Thörnblad (Stockholm), Geh. Hofrat Prof. Max Wien (Jena)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Dr. Gustav Eichhorn

(ehemal. Leiter der Ostseeversuchsstationen von Prof. Braun-Siemens & Halske)

in Zürich.

Zur gef. Beachtung! Mit diesem Heft schliefst Band 12. Um baldgef. Erneuerung des Abonnements wird gebeten!



Berlin W.
Verlag von M. Krayn.
1918.

Die Ausgabe erfolgt in Heften. 6 Hefte bilden einen Band. Preis des Bandes ℳ 20.—.
Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 1.20, nach dem Auslande ℳ 1.60.
Preis des Heftes ℳ 4.—.



Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.
Ausgegeben im April 1918.

Digitized by Google

Metzger & Wittig, Leipzig.


UNIVERSITY OF ILLINOIS-URBANA
3 0112 057075928